

Universidade Federal de Juiz de Fora
Instituto de Ciências Exatas
Departamento de Física

EVERTON LUIZ MARTINS DA PAIXÃO

**ESTUDO DA PAREDE DE DOMÍNIO
TRANSVERSAL NA PRESENÇA DE
IMPUREZAS MAGNÉTICAS SOB EFEITO DE
CORRENTE ELÉTRICA POLARIZADA EM
SPIN VIA SIMULAÇÃO MICROMAGNÉTICA**

Juiz de Fora
Fevereiro de 2018

EVERTON LUIZ MARTINS DA PAIXÃO

**ESTUDO DA PAREDE DE DOMÍNIO
TRANSVERSAL NA PRESENÇA DE
IMPUREZAS MAGNÉTICAS SOB EFEITO DE
CORRENTE ELÉTRICA POLARIZADA EM
SPIN VIA SIMULAÇÃO MICROMAGNÉTICA**

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

Orientador: Prof. Dr. Pablo Zimmermann Coura

Co-orientador: Prof. Dr. Sidiney de Andrade Leonel

Juiz de Fora

Fevereiro de 2018

Agradecimentos

Agradeço primeiramente à Deus, por estar concluindo mais um ciclo de realização de minha vida.

Aos meus pais Paulo Roberto e Maria Lúcia, assim como minha irmã Ana Paula, agradeço imensamente todo incentivo e apoio dado em todos esses anos. Se essa jornada está cumprida é devido a vocês. Vocês são e sempre serão minha maior inspiração de trabalho e força para atingir meus objetivos.

À minha namorada e companheira Ana Carolina, gostaria de agradecer pelo companheirismo, carinho, atenção, cuidado e principalmente pela paciência por esses anos juntos. Ao seus pais, Gabriel e Catarina, meu muito obrigado por toda ajuda e carinho.

Ao meu orientador Pablo Z. Coura, tenho uma enorme gratidão. Obrigado pela confiança, amizade, conhecimento e todo incentivo durante todos esses anos. Esse ciclo de minha vida não teria um começo sem o seu apoio. Mais uma vez, muito obrigado. As mesmas palavras me reporto ao meu co-orientador Sidiney Leonel, agradeço por toda a atenção e incentivo durante toda essa jornada.

Aos meus avós que, que infelizmente não estão mais presentes entre nós, agradeço por todo carinho. Vocês presenciaram todo o começo, mas tenho certeza que estão mandando suas bênçãos de onde estiverem. À todos os familiares que me apoiaram neste momento meu muito obrigado.

Não irei agradecer professores pontuais, mas sim todos os professores que passaram em minha formação. Desde os professores de minha alfabetização aos meus ilustres professores da formação acadêmica, meu muito obrigado por terem feito parte da minha vida.

Aos meus amigos de laboratório de simulação, principalmente Josiel, Jackson, Maxwel, João Paulo, Guilherme, Pedro, Danilo. Obrigado por nossas conversas, em sua maioria divertidas e proveitosas. Suas amizades serão levadas pra sempre. Agradecer todos as amizades construídas durante esses anos de pós-graduação, e principalmente de meus companheiros que ingressaram comigo na faculdade. Às amizades em geral, que foram de extrema importância nos momentos de alegrias e de dificuldades o meu Vai Rasgando... Todas!!!

Gostaria de agradecer à instituição UFJF, todos os seus servidores, em especial o secretário da Pós-Graduação em Física, Sr. Domingos, profissional de alta competência. Às instituições de fomento CNPq, CAPES, FAPEMIG, FINEP meu obrigado pelo financiamento durante todo esse período.

Resumo

Entender e controlar o movimento de parede de domínio em nanofios é extremamente importante para o desenvolvimento de novas tecnologias para a aplicação em dispositivos de armazenamento de dados. É conhecido que defeitos como entalhes (“notches”) em nanofios são úteis para fixar paredes de domínio. No entanto, a intensidade de potencial de aprisionamento gerado com esse tipo de defeito é muito forte, e para desprender a parede de domínio é necessário aplicar uma densidade de corrente muito elevada. Entretanto, pode-se criar armadilhas para paredes de domínios variando localmente propriedades magnéticas do nanofio, tais como: tais como constante de troca, magnetização de saturação, constante de anisotropia, parâmetro de amortecimento de Gilbert. Definimos essas regiões como impurezas magnéticas por ter propriedades magnéticas diferentes do nanofio. Neste trabalho, realizamos simulações micro-magnéticas para investigar a dinâmica de uma parede de domínio transversal (PDT) aprisionada em um defeito magnético usando pulsos de corrente elétrica polarizada em spin. Afim de criar armadilhas de aprisionamento para a PDT, consideramos um modelo de impureza magnética variando localmente a constante de troca. Ao ajustar o potencial de interação entre impurezas magnéticas e uma PDT, verificamos que pulsos de corrente de baixa intensidade e de curta duração são capazes de desprender a PDT. Por fim, demonstramos que é possível controlar a posição de uma PDT aplicando pulsos de corrente sequenciais em uma nanofita contendo uma distribuição linear de impurezas magnéticas igualmente espaçadas.

Palavras-chave: Parede de domínio transversal. Impurezas magnéticas. Transferência de torque de spin. potencial de aprisionamento. Controle da posição de uma parede de domínio. nanofita magnética.

Abstract

Understand and control the domain wall movement in nanowires is extremely important for the development of new technologies for an application in data storage devices. It is known that defect as notches in nanowires are useful to pinning domain walls. Nevertheless, the pinning potential intensity generated by this type of defect is strong, and for depinning the domain wall it is necessary to apply a high current density. However, it is possible to create traps for domains walls by locally varying magnetic properties of the nanowire, such as: the exchange constant, saturation magnetization, anisotropy constant, Gilbert damping parameters. We define those regions as magnetic impurities once their magnetic properties differ from the nanowire properties. In this study, we realized micromagnetic simulations in order to investigate the dynamics of a transverse domain wall (TDW) trapped in a magnetic defect using electric current pulses of spin-polarized. In order to create traps to TDW pinning, we have modeled the magnetic impurities by varying the exchange constant locally. When we adjusted the interaction potential between the magnetic impurities and the nanowire we showed that low intensity and short duration current pulses are capable of depinning the TDW. At last, we demonstrated that it is possible to control the TDW position applying sequential current pulses in a nanowire planar containing a linear distribution of magnetic impurities equally distributed.

Keywords: Transverse domain wall. Magnetic impurities. Spin torque transfer. Pinning potential. Control of the position of a domain wall. Magnetic nanowire.

Lista de Figuras

- Figura 1.1 - Escala comparativa de tamanhos de milímetros a nanômetros. Figura retirada da ref. (1). 20
- Figura 1.2 - Iniciais da IBM, cujo foi escrita com a manipulação de 35 átomos de Xenônio em um substrato de Níquel através de um STM. Figura retirada da ref. (1). 22
- Figura 1.3 - Ilustração de um processo de gravação e leitura magnética. À esquerda é mostrado um cabeçote indutivo e à direita um cabeçote magnetorresistivo. Na gravação de uma informação, ambos os sistemas contém um cabeçote indutivo, onde um pulso elétrico, contendo a informação a ser gravada é transformada em campo magnético, a qual modifica a magnetização da mídia. No caso convencional, a leitura é realizada pelo mesmo cabeçote, transformando em sinais elétricos os campos magnéticos variáveis que são detectados. Já em sistemas modernos, existe um segundo cabeçote, baseado no princípio na magnetorresistência, que é mais sensível em detectar regiões magnetizadas. Este último processo permite que o dispositivo seja miniaturizado, levando a leituras de áreas cada vez menores e um aumento considerável na densidade de bits que podem ser gravados. Figura retirada da ref. (7). 23
- Figura 1.4 - Memória tipo pista ou “Racetrack Memory” em uma nanofita ferromagnética, onde os bits são codificados pelo sentido dos domínios magnéticos. Figura retirada da ref. (10). 24

Figura 1.5 - Métodos de criação de potencial de aprisionamento de parede de domínio em nanofios magnéticos: (a) devido a geometria do nanofio. Imagem de uma parede de domínio (contraste escuro) aprisionada em uma região de curvatura. Figura retirada da ref. (23). (b) defeitos topológicos (tais como “notches”) podem ser criados em nanofios. A figura mostra dois cortes de diferentes geometrias, os quais criam um intenso potencial de aprisionamento. Figura retirada da ref. (15). (c) Vários “notches” igualmente espaçados ao longo do nanofio. A intenção é utilizar os defeitos topológicos no intuito de aprisionar várias paredes de domínios. Figura retirada da ref. (18). (d) Regiões de confinamento de paredes de domínio criadas no nanofio a partir de suas curvaturas e defeitos através de cortes. Figura retirada da ref. (24).	26
Figura 2.1 - Momentos magnéticos \vec{m}_i , orientados na direção do campo magnético externo \vec{H}^{ext}	33
Figura 2.2 - Representação esquemática da interação de troca em um sistema ferromagnético. As setas vermelhas indicam os momentos de primeiros vizinhos que interagem com o momento representado pela seta azul.	35
Figura 2.3 - Representação esquemática da interação dipolar entre os momentos \vec{m}_1 e \vec{m}_2 , situados no sítios 1 e 2, respectivamente.	38
Figura 2.4 - Representação esquemática da interação dipolar em um sistema ferromagnético. As setas vermelhas indicam os momentos da rede que interagem com o momento representado pela seta azul.	38
Figura 3.1 - Célula convencional de uma estrutura cúbica de face centrada. Cada célula convencional contribui com $1/8 \times 8$ momentos em cada face e $1/2 \times 6$ momentos em cada vértice. Logo teremos $1/8 \times 8 + 1/2 \times 6 = 4$ momentos magnéticos em cada célula.	49
Figura 3.2 - Representação esquemática do método micromagnético. Figura retirada da ref. (46)	51
Figura 3.3 - Esquema de uma amostra quadrada com quatro impurezas magnéticas (setas vermelhas). É representado a constante de troca para cada interação: J (amostra-amostra); J' (amostra-impureza); J'' (impureza-impureza).	60

Figura 4.1 - Domínios observados com métodos de magneto-óptico em amostras magnéticas homogêneas. (a) Imagens de dois lados de uma amostra de ferro. (b) Filme fino de Permalloy (espessura 130 nm) com uma fraca anisotropia transversal. (c) Domínios em filme magnético monocristalino com anisotropia uniaxial perpendicular ao plano do filme. Figura retirada da ref. (66).	63
Figura 4.2 - Exemplos de estrutura de domínios que resultam em magnetização total igual a zero.	65
Figura 4.3 - Origem dos domínios magnéticos. Em (a) temos uma amostra que se encontra espontaneamente magnetizada em uma única direção, monodomínio. Em (b) e (c) temos exemplos de multidomínios em direções opostas. As figuras (d) e (e) consistem de amostras com domínios de fechamento. Figura retirada da ref. (71).	65
Figura 4.4 - Hipotética reversão infinitesimal de 180° entre dois domínios magnéticos.	67
Figura 4.5 - Classificação das paredes de domínio quanto ao ângulo entre a orientação da magnetização dos domínios adjacentes. Em (a) temos representado uma parede de domínio 90°. Em (b) temos uma parede 180° e na figura (c) mostra uma estrutura de domínios de fechamento, na qual podemos observar paredes de domínio de 180° e 90°.	67
Figura 4.6 - Parede de domínio do tipo Bloch. A rotação da magnetização ocorre fora do plano dos domínios adjacentes. Figura retirada da ref. (72).	68
Figura 4.7 - Parede de domínio do tipo Néel. A rotação da magnetização ocorre no plano dos domínios adjacentes. Figura retirada da ref. (72).	68
Figura 4.8 - Largura da parede de domínio δ . Para filmes finos de pequenas espessuras, a estrutura de parede tipo Néel é energeticamente predominante. Figura retirada da ref. (10).	69
Figura 4.9 - Cálculo do perfil da parede de domínio de 180° tipo Bloch e diferentes definições citadas no texto para largura de parede. Figura retirada da ref. (66).	72
Figura 4.10 - Ângulos caracterizando a direção da magnetização \mathbf{M} dentro de uma parede de domínio 180°. Os dois domínios magnéticos adjacentes (\mathbf{M}_1 e \mathbf{M}_2) nas direções $+z$ e $-z$, e o plano da parede de domínio tipo Bloch é o plano xz . Figura modificada da ref. (2).	73

Figura 4.11 - Configuração micromagnética de (a) uma estrutura de parede de domínio transversal e (b) uma estrutura de parede de domínio tipo vórtice. Figura retirada da ref. (77).	76
Figura 4.12 - Configuração de estruturas de paredes de domínio encontradas em nanofitas: (a) PDT; (b) PDV e (c) PDTA. Figura retirada da ref. (76).	76
Figura 4.13 - Representação das possíveis polaridades para uma PDT. Figura retirada da ref. (46)	77
Figura 4.14 - Estruturas de paredes de domínio em um nanofio de Permalloy de $w = 300$ nm e $z = 5$ nm. O esquema superior da figura apresenta a configuração da magnetização nos plano xy (à esquerda) e no eixo \hat{z} (à direita) para as três estruturas de paredes de domínio, PDV, PDT e PDTA . Na parte inferior da figura temos as estruturas topológicas encontradas nas paredes de domínio do tipo transversal e do tipo vórtice. Figura retirada da ref. (10).	77
Figura 4.15 - Diagrama de fase para as estruturas de PDV e PDT. Figura modificada da ref. (80).	79
Figura 4.16 - Diagrama de fase para as estruturas de PDV, PDT e PDTA. Figura modificada da ref. (81).	80
Figura 4.17 - Diagrama do parâmetro de largura da parede em função da espessura z e da largura da nanofita. A linha contínua representa o diagrama de fase para as estruturas de PDV, PDT e PDTA. Figura modificada da ref. (79).	81
Figura 4.18 - (a) Imagem MFM após introdução de uma parede de domínio (PD) “head-to-head”. A PD é fotografada como um contraste brilhante, cujo contém uma carga magnética positiva. (b) Imagem MFM após aplicação de uma corrente elétrica da esquerda para direita. A PD é deslocada da direita para esquerda. (c) Imagem MFM após aplicação de uma corrente elétrica da direita para esquerda. Temos um deslocamento da PD da esquerda para direita. (d) Ilustração esquemática de uma estrutura de PD “head-to-head”. Figura modificada da ref. (23).	83

<p>Figura 4.19 - (a) Imagem MFM após introdução de uma parede de domínio (PD) “tail-to-tail”. A PD é fotografada como um contraste escuro, que contém uma carga magnética negativa.</p> <p>(b) Imagem MFM após aplicação de uma corrente elétrica da esquerda para direita. A PD é deslocada da direita para esquerda. (c) Imagem MFM após aplicação de uma corrente elétrica da direita para esquerda. Temos um deslocamento da PD da esquerda para direita. (d) Ilustração esquemática de uma estrutura de PD “tail-to-tail”. Figura modificada da ref. (23).</p>	84
<p>Figura 4.20 - Velocidade de uma PDV em uma nanofita, livre de qualquer defeito, em função de corrente constante representada pela velocidade equivalente v_j, com o coeficiente não adiabático ξ como um parâmetro. Foi utilizado um parâmetro de amortecimento $\alpha = 0.02$. Como explicado no texto, o gráfico se aplica também à PDT. Figura modificada da ref. (84).</p>	85
<p>Figura 5.1 - Figura esquemática da configuração inicial de uma nanofita ferromagnética contendo uma parede de domínio transversal em seu centro. Esta configuração é o estado final de equilíbrio dos momentos magnéticos. Nesta imagem, a nanofita foi cortada para uma melhor visualização.</p>	88
<p>Figura 5.2 - Gráfico Velocidade \times Tempo de uma PDT ao longo de uma nanofita magnética. Foram utilizadas nessas simulações os valores de $\xi = 0.005$, $\alpha = 0.01$ e $(0.4 \leq j_e \leq 1.4) \times 10^{12} \text{ A/m}^2$.</p>	89
<p>Figura 5.3 - Tabelas com resultados de velocidades iniciais e finais de uma PDT ao longo de uma nanofita. Para os cálculos das velocidades, foram utilizados $\xi = 0.005$, $\alpha = 0.01$ e $(0.4 \leq j_e \leq 1.4) \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. Em cada tabela, uma comparação dos resultados de nossas simulações com os valores obtidos usando as equações 5.1 e 5.2.</p>	90

Figura 5.4 - A figura (a), mostra um gráfico Velocidade \times Tempo de uma PDT ao longo de uma nanofita magnética. Foram utilizadas nessas simulações os valores de $\xi = 0.01$, $\alpha = 0.01$ e $(0.4 \leq j_e \leq 1.4) \times 10^{12}$ A/m ² . Na figura (b), temos uma tabela com as velocidades terminais para cada densidade de corrente, obtidas usando da equação teórica, equação 5.2, e com os resultados obtidos das simulações.	90
Figura 5.5 - A figura (a), mostra um gráfico Velocidade \times Tempo de uma PDT ao longo de uma nanofita magnética. Foram utilizadas nessas simulações os valores de $\xi = 0.02$, $\alpha = 0.01$ e $(0.4 \leq j_e \leq 1.4) \times 10^{12}$ A/m ² . Na figura (b), temos uma tabela com as velocidades terminais para cada densidade de corrente, usando a equação 5.2, e com os resultados obtidos das simulações.	91
Figura 5.6 - Figura esquemática da configuração inicial de uma nanofita ferromagnética contendo uma parede de domínio transversal aprisionada em uma impureza magnética (círculo vermelho) localizada praticamente no centro geométrico do sistema $(0, -2.5 \text{ nm}, 0)$. Nesta imagem, a nanofita foi cortada para uma melhor visualização.	92
Figura 5.7 - Energia de interação entre a PDT e uma impureza magnética em função do deslocamento da impureza, x	92
Figura 5.8 - Quando é aplicado uma corrente constante em uma nanofita com uma PDT aprisionada em uma impureza magnética, o comportamento da posição da PDT pode ser separado em 2 situações: A figura (a) mostra resultados de nossas simulações quando a PDT é fortemente aprisionada ($J'/J < 0.47$). Figura (b) mostra o caso limite entre um aprisionamento forte e fraco. Na figura (c) temos nossos resultados para a PDT é fracamente aprisionada ($J'/J > 0.47$). A PDT pode ser considerada despreendida do potencial de aprisionamento, quando $x \approx 60$ nm. Para $j_e = -1.4 \times 10^{12}$ A/m ² , um pulso de corrente de duração $T_p = 1.80$ ns é suficiente para desprender a PDT.	94
Figura 5.9 - Posição da PDT em função do tempo quando é aplicado um pulso de corrente unipolar. A linha azul foi obtida para $T_p = 1.70$ ns. Esta duração de pulso foi prevista na figura 5.8(c), onde consideramos o limite de $x = 60$ nm.	95

<p>Figura 5.10 - Posição da PDT em função do tempo. Na figura (a), temos os resultados da injeção de uma corrente constante. Com o comportamento oscilatório amortecido, podemos determinar o intervalo $[t_1, t_2]$, na qual usamos para determinar os valores de T_P. Na figura (b), mostra a amplificação ressonante para alguns valores de T_P quando é aplicado um pulso de corrente bipolar. Como podemos ver, é possível desprender a PDT para valores de T_P dentro do intervalo $[t_1, t_2]$. Para cada variação local J'/J, temos diferentes intervalos de $[t_1, t_2]$.</p>	96
<p>Figura 5.11 - Posição da PDT em função do tempo, onde usamos $J'/J = 0.0$. Neste caso é necessário o usar um pulso tripolar para que a PDT saia do intenso potencial de aprisionamento. Novamente, usamos valores de T_P dentro do intervalo $[t_1, t_2]$.</p>	97
<p>Figura 5.12 - Configuração inicial de nossa nanofita de trabalho para o estudo de controle de PDT. A nanofita contém uma PDT localizada no seu centro, além de uma distribuição linear de impurezas magnéticas (círculos vermelhos) igualmente espaçadas. A distância entre as impurezas é de $x = 60$ nm. Nesta imagem, a nanofita foi cortada para uma melhor visualização.</p>	98
<p>Figura 5.13 - Gráfico que mostra a evolução temporal posição da PDT pulsos de corrente unipolar e bipolar. A posição da PDT pode ser controlada utilizando ambos os tipos de pulsos. A curva de cor preta mostra o controle da posição da PDT para $J'/J = 0.7$ (potencial de aprisionamento fraco). A curva de cor vermelha mostra o controle da posição da PDT para $J'/J = 0.3$ (potencial de aprisionamento forte)</p>	99

Figura 5.14 - Figura (a) mostra uma sequência de 3 pulsos de corrente unipolar no sentido negativo ao longo da nanofita. Cada pulso tem duração $T_P = 1$ ns separados por um intervalo $\Delta T = 4.68$ ns. Na figura (b), temos quadros que mostram o movimento da PDT quando aplicado uma sequência de 3 pulsos de corrente unipolar com duração $T_P = 1$ ns e $j_e = 1.8 \times 10^{12}$ A/m². Cada pulso é separado por um intervalo $\Delta T = 4.68$ ns para $J'/J = 0.7$. As impurezas magnéticas são representadas por círculos vermelhos. A PDT está em posição de equilíbrio em $t_1 = 5.68$ ns, $t_2 = 11.36$ ns e $t_3 = 17.05$ ns nas posições 60 nm, 120 nm e 180 nm, respectivamente. 100

Figura 5.15 - Figura (a) mostra uma sequência de 2 pulsos de corrente unipolar no sentido negativo e um pulso de corrente unipolar no sentido positivo ao longo da nanofita. Cada pulso tem duração $T_P = 1$ ns separados por um intervalo $\Delta T = 4.68$ ns. A figura (b) mostra quadros do movimento da PDT quando é aplicado uma sequência de 3 pulsos de corrente unipolar (2 pulsos de corrente unipolar no sentido negativo e o último no sentido positivo) de duração $T_P = 1$ ns separados por um intervalo $\Delta T = 4.68$ ns para $J'/J = 0.7$ e $j_e = 1.8 \times 10^{12}$ A/m². Os círculos vermelhos representam as impurezas magnéticas. A PDT está em posição de equilíbrio em $t_1 = 5.68$ ns, $t_2 = 11.36$ ns e $t_3 = 17.05$ ns nas posições 60 nm, 120 nm e 60 nm, respectivamente. 101

Figura 5.16 - Tipos de pulsos de corrente de spins aplicados em nossos sistemas. Os tipos 1 e 3 são pulsos de corrente bipolar e tripolar, respectivamente. Cada inversão de polaridade de corrente contém a mesma duração de pulso T_P . Os tipos 2 e 4 são pulsos de corrente bipolar e tripolar, respectivamente, porém a inversão final de polaridade de corrente contém o dobro da duração do pulso da inversão inicial, ou seja, $2 T_P$ 103

Figura 5.17 - Resultados de simulações utilizando o valor de variação local $J'/J = 0.0$. Na figura (a) temos o diagrama de eventos onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 1 e 3. A figura (b) mostra o diagrama de eventos, onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 2 e 4. Os tipos de pulsos são definidos na figura 5.16. 104

Figura 5.18 - Resultados de simulações utilizando o valor de variação local $J'/J = 0.3$. Na figura (a) temos o diagrama de eventos onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 1 e 3. A figura (b) mostra o diagrama de eventos, onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 2 e 4. Os tipos de pulsos são definidos na figura 5.16.	104
Figura 5.19 - Resultados de simulações utilizando o valor de variação local $J'/J = 0.5$. Na figura (a) temos o diagrama de eventos onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 1 e 3. A figura (b) mostra o diagrama de eventos, onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 2 e 4. Os tipos de pulsos são definidos na figura 5.16.	104
Figura 5.20 - Resultados de simulações utilizando o valor de variação local $J'/J = 0.7$. Na figura (a) temos o diagrama de eventos onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 1 e 3. A figura (b) mostra o diagrama de eventos, onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 2 e 4. Os tipos de pulsos são definidos na figura 5.16.	105
Figura 5.21 - Resultados de simulações utilizando o valor de variação local $J'/J = 0.9$. Na figura (a) temos o diagrama de eventos onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 1 e 3. A figura (b) mostra o diagrama de eventos, onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 2 e 4. Os tipos de pulsos são definidos na figura 5.16.	105
Figura 6.1 - Nanofita magnética constituída de uma PDT e dois degraus (ou “antinotches”), construídos com o mesmo material da nanofita. A PDT está fixada no degrau da direita. . .	108
Figura 6.2 - Nanofita magnética constituída de uma PDT e dois degraus (ou “antinotches”), construídos com material diferente da nanofita (impurezas). Os círculos pretos representam as impurezas. A PDT encontra-se fixada no degrau da direita.	108
Figura A.1 - Figura que representa o torque de precessão \vec{T} e o torque de dissipação \vec{T}_D agindo sobre o momento magnético \vec{m} . O momento magnético precessiona em torno de um campo magnético estático \vec{H} . Figura retirada da ref.(88)	110

Figura A.2 - Precessão do momento magnético na presença de um campo estático \vec{H} . Onde temos uma dinâmica em (a) não dissipativa ($\alpha = 0$) e em (b) dissipativa ($\alpha > 0$). Figura retirada da ref.(88) 110

Sumário

1	INTRODUÇÃO	20
2	MODELO TEÓRICO	30
2.1	PROPRIEDADES DOS MATERIAIS MAGNÉTICOS	30
2.2	INTERAÇÕES DE TROCA E DIPOLAR	34
2.2.1	INTERAÇÃO DE TROCA	34
2.2.2	INTERAÇÃO DIPOLAR	38
2.2.3	CAMPO EFETIVO EM CADA SÍTIO	40
3	DINÂMICA DE SPINS E MODELO COMPUTACIONAL	42
3.1	EQUAÇÃO DE LANDAU-LIFSHITZ-GILBERT	42
3.2	TORQUE DE SPIN POR CORRENTE ELÉTRICA POLARIZADA EM SPIN	44
3.3	ESTIMATIVA DO NÚMERO TOTAL DE MOMENTOS MAGNÉTICOS EM UM SISTEMA REAL	49
3.4	SIMULAÇÃO MICROMAGNÉTICA	50
3.5	INTEGRAÇÃO NUMÉRICA DA EQUAÇÃO DE MOVIMENTO	56
3.5.1	MÉTODO RUNGE-KUTTA DE QUARTA ORDEM	57
3.5.2	MÉTODO PREDITOR-CORRETOR DE QUARTA ORDEM	58
3.6	MODELO DE IMPUREZA MAGNÉTICA	59

4	ESTRUTURAS DE DOMÍNIOS MAGNÉTICOS	62
4.1	DOMÍNIOS MAGNÉTICOS	62
4.2	PAREDES DE DOMÍNIO	66
4.3	LARGURA DA PAREDE DE DOMÍNIO	68
4.4	ESTRUTURAS DE PAREDE DE DOMÍNIO EM NANOFITAS MAGNÉTICAS	74
4.5	PROPAGAÇÃO DE PAREDE DE DOMÍNIO POR UMA CORRENTE POLA- RIZADA EM SPIN	81
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	87
5.1	DINÂMICA DE UMA PDT SEM A PRESENÇA DE IMPUREZAS	87
5.2	MECANISMO DE DESPRENDER UMA PDT NA PRE SENÇA DE UMA IMPUREZA MAGNÉTICA	91
5.2.1	Estudo para Desprender uma PDT Aplicando uma Corrente Constante e Pulso Unipolar	93
5.2.2	Estudo para Desprender uma PDT Aplicando Pulsos de Corrente Bipo- lar e Tripolar	96
5.3	CONTROLE DE UMA PDT USANDO UMA DISTRI BUIÇÃO LINEAR DE IMPUREZAS	97
5.4	DIAGRAMAS DE EVENTOS PARA DESPRENDER A PDT DE UMA IM- PUREZA MAGNÉTICA	102
6	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS	106
6.1	CONCLUSÕES	106
6.2	PERSPECTIVAS FUTURAS	107

Apêndice A – Landau-Lifshitz-Gilbert	109
Apêndice B – Equação LLG Acrescida dos Termos de Corrente	114
Apêndice C – Termo de Corrente	122
Anexo A – TRABALHO PUBLICADO	125
REFERÊNCIAS	134

1 INTRODUÇÃO

Grande parte do avanço científico e tecnológico pode ser creditada à nanociência e a nanotecnologia. Esse avanço não só atingiu setores específicos, como equipamentos para pesquisa ou para manufatura de determinados produtos, mas também uma grande quantidade de produtos que estão ao alcance da sociedade como um todo. A origem do prefixo *nano* vem do grego e significa “anão”. Um nanometro (nm) nada mais é que 1 bilionésimo de 1 metro ($1 \text{ nm} = 1 \times 10^{-9} \text{ m}$). Como efeito de comparação a figura 1.1 mostra distintos materiais em escala nanometro. Um fio de cabelo humano tem cerca de 100.000 nm de largura enquanto uma célula

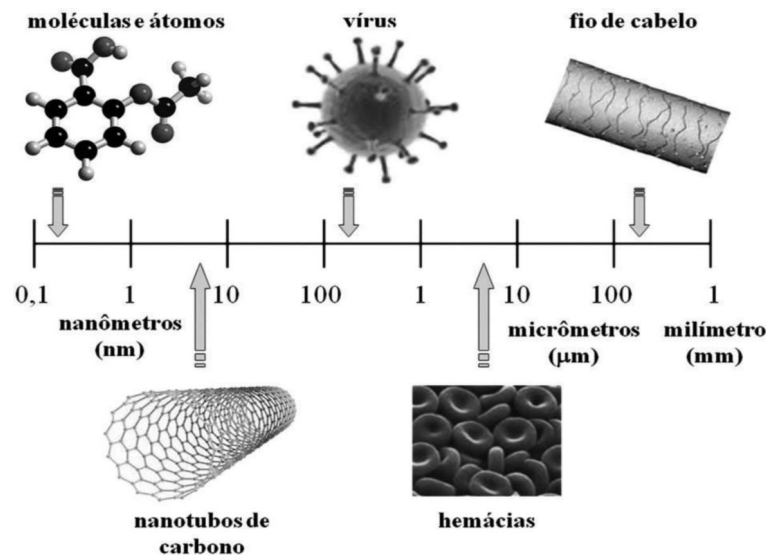


Figura 1.1 – Escala comparativa de tamanhos de milímetros a nanômetros. Figura retirada da ref. (1).

sanguínea de glóbulo vermelho tem aproximadamente 7.000 nm. Em menor escala, um vírus comum tem entre 45 nm e 200 nm. Já em escala atômica, o comprimento de uma ligação típica entre átomos de carbono ou os espaços entre estes átomos em uma molécula são da ordem de

0,12 nm a 0,15 nm (1). A capacidade do ser humano em controlar e manipular nanoestruturas torna, portanto, possível explorar novas propriedades físicas, biológicas e químicas de sistemas que têm tamanho intermediário entre átomos e moléculas.

O termo Nanotecnologia foi criado em 1974 por Norio Taniguchi da Universidade de Tóquio e foi usado para descrever a habilidade de se criar materiais em escala nanométrica. Até então, não se tinha desenvolvimentos consideráveis em nanotecnologia, pois como se trata de uma ciência de manipulação de átomos e moléculas, não havia como se observar e, portanto, manipular a matéria de modo controlado. Contudo, desde a invenção do primeiro microscópio, cientistas sempre buscaram ampliar a observação sobre a matéria. Com um microscópio comum, que utiliza lentes ópticas, pode-se obter observações de objetos cujo é invisível para o olho humano. Em 1981, nos laboratórios da IBM (International Business Machines), em Zurique na Suíça, os pesquisadores Gerd Binnig e Heinrich Rohrer desenvolveram um microscópio conhecido como microscópio de tunelamento (STM – Scanning Tunneling Microscope) foi o instrumento que abriu as portas à nanotecnologia e à nanociência. O STM de Binnig e Rohrer deu origem a toda uma família de instrumentos e técnicas que revolucionaram a nossa capacidade de visualizar as superfícies e materiais que não eram observáveis anteriormente. A técnica de Microscopia de Força Atômica (AFM – Atomic Force Microscopy) é um exemplo de uma técnica derivada do STM que tornou possível obter imagens de materiais que não conduzem eletricidade. Entretanto, a invenção desses microscópios especiais não permitiu só a visualização, mas também a manipulação da matéria em escala nanométrica. Em 1989, através de um microscópio de tunelamento, os cientistas Donald M. Eigler e Erhard Schweizer escreveram as iniciais da empresa International Business Machines (IBM) manipulando 35 átomos de Xenônio em um substrato de Níquel, ver figura 1.2.

Neste trabalho estamos interessados em nanomagnetismo. O nanomagnetismo é a área de pesquisa em Física que trata das propriedades magnéticas dos objetos na escala nanoscópica e mesoscópica. O nanomagnetismo engloba o estudo das propriedades e aplicações do magnetismo de nanopartículas isoladas, nanofios, filmes finos e multicamadas, e amostras magnéticas volumosas que incorporam partículas nanoscópicas. Materiais que contêm partículas, filmes e

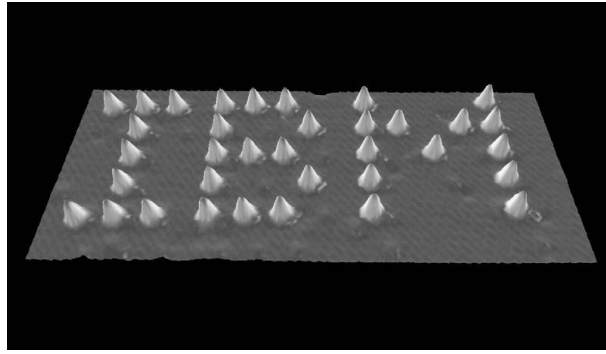


Figura 1.2 – Iniciais da IBM, cujo foi escrita com a manipulação de 35 átomos de Xenônio em um substrato de Níquel através de um STM. Figura retirada da ref. (1).

outras estruturas em escala nanoscópica são frequentemente classificados como materiais nanoestruturados. São várias as aplicações e nas mais diversas áreas de conhecimento. Na geologia, nanopartículas magnéticas estão presentes em muitas rochas, e o alinhamento dos seus momentos magnéticos sob a influência do campo geomagnético permite estudar a evolução do magnetismo da Terra e a datação dessas rochas(2). Na medicina, um exemplo bastante citado na literatura tem sido a possibilidade de aplicação de nanopartículas magnéticas no tratamento de câncer(3–5). As nanopartículas são encapsuladas com agentes químicos específicos que aderem em regiões tumorais, e através do controle de magnetização entram em agitação aquecendo a região afetada pelo processo de hipertermia, destruindo seletivamente as células cancerígenas e deixando o tratamento menos sofrido para o paciente.

A possibilidade de se fabricar estruturas magnéticas artificiais na escala nanométrica, tem levado ao surgimento de novas áreas de pesquisa básica em magnetismo, estimuladas pela descoberta de novos fenômenos. Um dos mais importantes fenômenos é a magnetoresistência gigante, observada em multicamadas de certos filmes magnéticos (como Co, Ni, Fe e suas ligas) intercalados com filmes metálicos não magnéticos (como Cu, Cr, Ru). Para certas espessuras dos filmes não magnéticos, da ordem de 1 nm, a resistência do sistema varia muito com o campo magnético nele aplicado. A descoberta do fenômeno ocorreu no final da década de 80 e tem como principal autor o brasileiro Mario Baibich(6). Este efeito permite fabricar sensores magnéticos de dimensões físicas muito reduzidas, que ao ser atravessado por uma corrente elétrica, desenvolve uma tensão elétrica que depende do campo magnético. Vários

outros fenômenos foram descobertos nos últimos anos, principalmente no ramo da eletrônica. As diversas aplicações desses fenômenos são baseadas na chamada spintrônica. A spintrônica é análoga da eletrônica onde, ao invés de se manipular a carga do elétron (por campos elétricos) manipula-se o spin, por meio de campos magnéticos ou correntes polarizadas em spin.

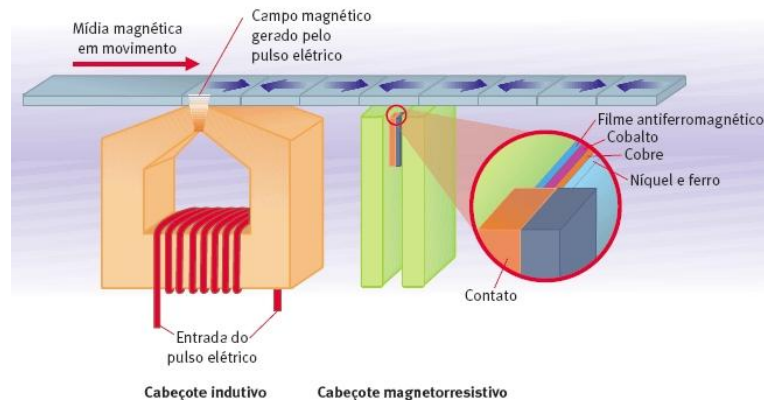


Figura 1.3 – Ilustração de um processo de gravação e leitura magnética. À esquerda é mostrado um cabeçote indutivo e à direita um cabeçote magnetorresistivo. Na gravação de uma informação, ambos os sistemas contém um cabeçote indutivo, onde um pulso elétrico, contendo a informação a ser gravada é transformada em campo magnético, a qual modifica a magnetização da mídia. No caso convencional, a leitura é realizada pelo mesmo cabeçote, transformando em sinais elétricos os campos magnéticos variáveis que são detectados. Já em sistemas modernos, existe um segundo cabeçote, baseado no princípio na magnetorresistência, que é mais sensível em detectar regiões magnetizadas. Este último processo permite que o dispositivo seja miniaturizado, levando a leituras de áreas cada vez menores e um aumento considerável na densidade de bits que podem ser gravados. Figura retirada da ref. (7).

Pode-se dizer que a aplicação mais bem sucedida do nanomagnetismo tem sido a gravação magnética, tais como unidades de disco rígido (HD) e memórias magnéticas de acesso aleatório (MRAM), o que levou esta tecnologia à uma expressiva evolução nas últimas décadas. Na gravação magnética convencional, um cabeçote magnético indutivo é usado para “escrever” a informação em um meio de gravação magnética (fita ou disco)(7). Esse meio se move com relação ao cabeçote, e assim os bits (regiões magnetizadas em sentidos opostos) são gravados ao aplicar pulsos de correntes positivas ou negativas à bobina que faz parte do cabeçote – para nossos propósitos aqui, podemos imaginar a bobina como um fio metálico enrolado. O mesmo cabeçote pode ser utilizado para ler a informação, pois o movimento das regiões magnetizadas da mídia sobre ele induz pequeníssimas correntes na bobina sensora, ver figura 1.3. Um dos principais problemas das memórias convencionais é o movimento mecânico da mídia, na qual acarreta em um desgaste físico da mídia e um grande consumo de energia(8). Recentemente,

na tentativa de solucionar esses problemas, pesquisadores têm estudado sistemas baseados em movimentos de domínios magnéticos atuando como bits ao longo de nanofitas magnéticas.

Em 2008 S. S. Parkin *et al.* propuseram uma memória magnética “pista” de paredes de domínio, “magnetic domain-wall racetrack memory” (RM), composta por uma matriz de nanofitas magnéticas arranjadas horizontalmente ou verticalmente sobre um chip de silício, como mostra a figura 1.4(9). Na RM os domínios magnéticos são usados para o armazenamento de informação. Paredes de domínios (PDs) magnéticas são formadas nos limites entre os domínios em direções opostas ao longo de uma “pista” (nanofita). Sucessivas paredes de domínios ao longo da nanofita alternam entre configurações “head-to-head” e “tail-to-tail”. A parede de domínio é chamada de “tail-to-tail” devido aos domínios magnéticos apontarem para as extremidades da nanofita, saindo da parede de domínio. A outra configuração possível é a parede de domínio “head-to-head”, em que o sentido da magnetização dos domínios estão apontando para a parede. Ambas as configurações apresentam a mesma configuração energética. Domínio

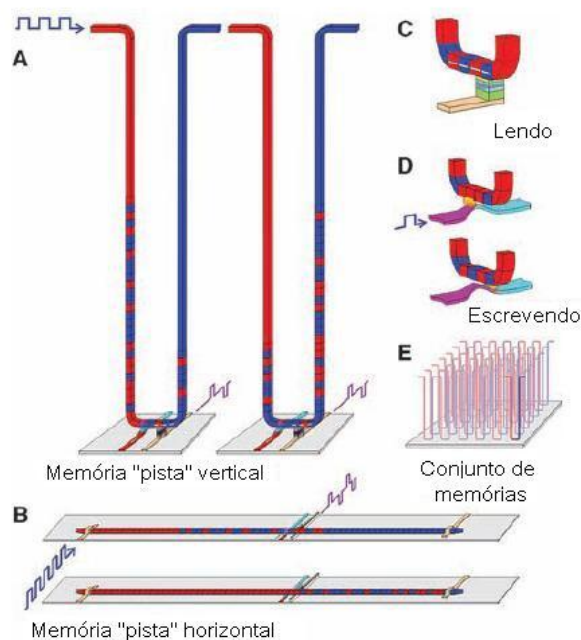


Figura 1.4 – Memória tipo pista ou “Racetrack Memory” em uma nanofita ferromagnética, onde os bits são codificados pelo sentido dos domínios magnéticos. Figura retirada da ref. (10).

magnético (que é o comprimento do bit) é controlado através de sítios de aprisionamento fabricados ao longo da nanofita. O dispositivo de memória “pista” contém nanofitas que devem interceptar um elemento de leitura ou escrita integrado a ele. O funcionamento da RM se re-

sume a registrar junto a esse elemento o deslocamento da parede de domínio. Campo magnético uniforme não pode ser utilizado para mover uma série de paredes de domínios ao longo da nanofita: PDs vizinhas podem mover em direções opostas e assim, eventualmente se aniquilarem uma com a outra. Em RM, uma série de PDs são deslocadas ao longo de uma nanofita por pulsos de corrente usando o fenômeno da transferência de momento de spin. Quando a corrente polarizada em spin atravessa uma PD, a corrente transfere momento angular para a parede, de modo a aplicar um torque aos momentos da PD, que resulta em um movimento da parede. A direção do movimento das PDs é independente da configuração da PD, se “head-to-head” ou “tail-to-tail”. Assim, uma sequência inteira de PDs podem se deslocar ao longo da nanofita. As nanofitas necessitam ser suficientemente estreitas (< 100 nm) para que a interação de transferência de momento de spin da corrente com a PD domine sobre o próprio campo da corrente. Além disso, a nanofita deve ter vários micrômetros de comprimento para acomodar cerca de 10 a 100 PDs em cada fita(9). Quanto maior o número de paredes em cada nanofita, menor o custo da memória. Além disso, o comprimento total do nanofita deve ter o dobro da distância entre a primeira e a última parede, de forma que todas possam se mover em ambos os sentidos. A vantagem da memória RM com relação as memórias convencionais é a alta densidade de armazenamento de dados. Outra vantagem é o baixo consumo de energia, pois a mídia física permanece fixa e quem move são os momentos magnéticos contidos na nanofita magnética.

Como mencionado anteriormente, é de grande importância a compreensão da dinâmica de paredes de domínios em nanofitas magnéticas, e na maioria dos dispositivos baseados em movimento de PD, há a necessidade de criar armadilhas para estabilizar a parede em posições predefinidas ao longo de uma nanofita magnética (9, 11–13). Estas armadilhas correspondem à defeitos artificiais e sua incorporação em nanofitas foram realizadas por variações localizadas nas nanofitas, ou através de suas geometrias ou de suas propriedades. Variações sob a geometria de nanofitas (tais como os conhecidos “notches”, “anti-notches”, junções e regiões de curva (“corners”)) mostraram ser úteis para o aprisionamento de paredes de domínio(14–22), ver figura 1.5. Na figura 1.5(a) temos uma imagem de Microscopia de Força Magnética (MFM) de uma parede de domínio (em contraste escuro) com uma estrutura “tail-to-tail”. A parede de

domínio foi introduzida em um nanofio magnético em formato de “L”. A parede se encontra aprisionada em uma região de curvatura. Na figura 1.5(b) é mostrada uma estrutura de nanofio junto com um exemplo de duas estruturas com cortes (“notches”) geométricos diferentes. No intuito de obter o controle da posição de uma ou mais paredes de domínios, uma opção é utilizar vários defeitos topológicos igualmente espaçados ao longo de uma nanofita magnética, ver figura 1.5(c). A figura 1.5(d) mostra um nanofio em forma de “U” onde as posições I e IV são locais de aprisionamento para paredes de domínios que se movem ao longo do nanofio, devido a sua curvatura. Nas posições II e III são locais de aprisionamento devido ao defeito geométrico (“notch”). Os campos magnéticos H_{sw} e H_s são aplicados para criar uma parede de domínio e confiná-la inicialmente no canto do fio.

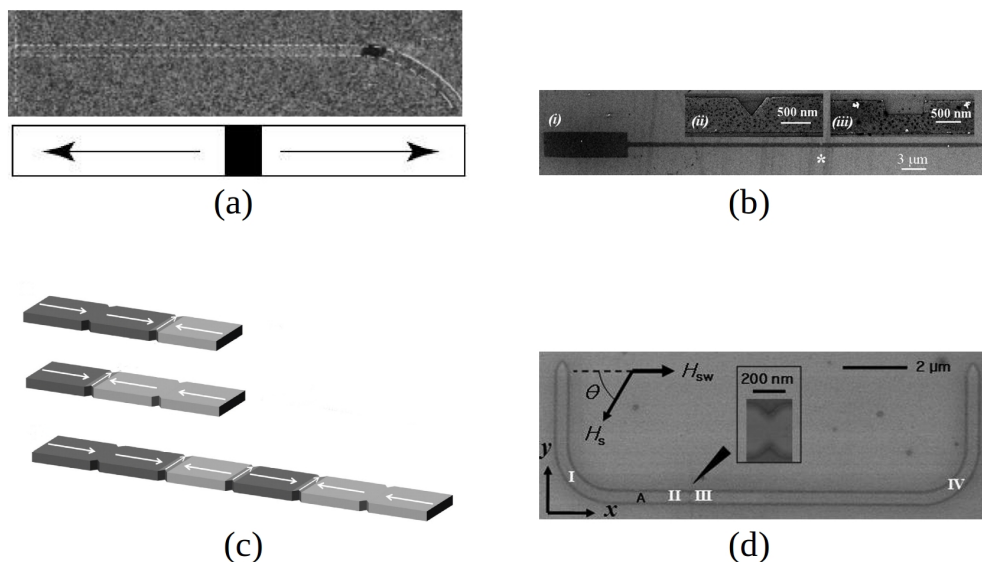


Figura 1.5 – Métodos de criação de potencial de aprisionamento de parede de domínio em nanofios magnéticos: (a) devido a geometria do nanofio. Imagem de uma parede de domínio (contraste escuro) aprisionada em uma região de curvatura. Figura retirada da ref. (23). (b) defeitos topológicos (tais como “notches”) podem ser criados em nanofios. A figura mostra dois cortes de diferentes geometrias, os quais criam um intenso potencial de aprisionamento. Figura retirada da ref. (15). (c) Vários “notches” igualmente espaçados ao longo do nanofio. A intenção é utilizar os defeitos topológicos no intuito de aprisionar várias paredes de domínios. Figura retirada da ref. (18). (d) Regiões de confinamento de paredes de domínio criadas no nanofio a partir de suas curvaturas e defeitos através de cortes. Figura retirada da ref. (24).

Como dito anteriormente, experimentalmente foram realizados estudos onde demonstraram que defeitos artificiais, tais como “notches” como parte do nanofio, são úteis para controlar as posições de uma parede de domínio. O movimento precessional de uma parede de domínio

confinada a um potencial de aprisionamento foi observado ao aplicar uma corrente elétrica polarizada em spin abaixo de um valor crítico (25). Também foi relatado que é necessário usar uma alta densidade de corrente para desprender a parede de domínio de um “notch”, sendo impraticável para aplicações em dispositivos devido ao aumento da temperatura do material (efeito Joule)(23). Luc Thomas *et al.*(26) mostraram que paredes de domínios podem ser desprendidas de um “notch” ao usar o conceito de amplificação de ressonância, em que usa uma curta sequência de pulsos de corrente, cuja duração e separação são em torno da frequência de precessão das paredes. Embora esta estratégia tende a minimizar a densidade de corrente necessária para desprender as paredes de domínio (cerca de cinco vezes menor do que na ausência de amplificação ressonante), os autores utilizaram simultaneamente o auxílio de um campo magnético estático para desprender a parede de domínio.

Como uma alternativa, defeitos magnéticos (variações sobre as propriedades magnéticas das nanofitas) podem ser usadas para criar armadilhas para PDs. O controle oferecido pela irradiação de íons ou técnicas de implantação de íons possibilita adaptar as propriedades magnéticas de uma região predefinida em filmes finos magnéticos(27, 28). Injeção de Gálio em filmes finos de Permalloy tem sido investigado(29). Os autores encontraram que existe um valor mínimo para a dose de injeção ($10^{15} Ga^+ / cm^2$) requerida para aumentar a coercividade da região implantada. A região com maior coercividade resultou em uma região de aprisionamento para a parede de domínio. Por outro lado, a implantação de Gálio em filmes finos com anisotropia magnética perpendicular (PMA - “perpendicular magnetic anisotropy”) foi adequada para reduzir localmente a anisotropia magnética(30, 31). Além disso, metais de transição foram implantados com a intenção de modificar a magnetização de saturação (Cromo e Níquel) e a anisotropia magnética (Cobalto)(32, 33). Finalmente, a modificação do parâmetro de amortecimento do material pode ser alcançado com a injeção de elementos de terras raras (Térbio, Gadolínio, Hólmio)(34, 35).

Nos últimos anos os efeitos de implantação de íons de Cromo em filmes finos de Permalloy foi investigado(32, 36, 37). É conhecido que a modificação de propriedades magnéticas são acompanhadas por mudanças estruturais na região irradiada. Também pode ser observado que

os defeitos estruturais são responsáveis pela adaptação das propriedades magnéticas: redução local da magnetização de saturação, pequenas variações na anisotropia magnetocristalina, assim como alteração da constante de troca e o parâmetro de amortecimento(28). Foi observado experimentalmente que a irradiação de íons de Cromo em uma amostra de Permalloy induz a formação de pontos magnéticos macios quadrados no nanofio, o que gera sítios de aprisionamento sem a necessidade de modificar a sua geometria.

Como relatado em alguns trabalhos(28, 38, 39), o efeito da irradiação de íons pode introduzir descontinuidades não apenas na magnetização de saturação, mas também em outras propriedades magnéticas, em particular uma variação local na interação de troca. No entanto, até este estudo, não há resultados experimentais sobre o efeito causado na dinâmica de parede de domínio por uma mudança local na constante de troca. Além disso, nos últimos anos nosso grupo de pesquisa tem estudado a consideração de uma descontinuidade da constante de troca em material magnético macio via simulações micromagnéticas(40–42).

Neste trabalho, realizamos simulações micromagnéticas através de dinâmica de spin em nanofitas de Permalloy. Inicialmente posicionamos uma parede de domínio transversal (PDT) com configuração “head-to-head” no meio da nanofita. Introduzimos uma impureza magnética geometricamente no centro da nanofita e estudamos o mecanismo de desprender a PDT confinada no defeito magnético artificial ao aplicar pulsos de corrente elétrica polarizada em spin. Com o ajuste do potencial de aprisionamento criado pela impureza e simultaneamente escolhendo um pulso de corrente adequado, obtemos que é possível libertar a PDT ao aplicar pulsos de corrente com baixa intensidade e de curta duração. Por fim, simulamos uma nanofita contendo uma distribuição linear de impurezas magnéticas, igualmente separadas. A partir disso, demonstramos ser possível o controle da posição de uma PDT ao aplicar uma sequência de pulsos de corrente.

Esta tese está dividida em 6 capítulos. No capítulo 2, abordaremos uma breve revisão das propriedades magnéticas e das energias internas de interação da matéria. No capítulo 3, apresentaremos a dinâmica de spins através da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, o efeito de

transferência de torque de spin criado por uma corrente elétrica polarizada em spin atravessando um material ferromagnético. Neste capítulo também trataremos da técnica de simulação micromagnética usada em nossas simulações. No capítulo 4, será realizado um breve resumo sobre domínios magnéticos e paredes de domínios. Os tipos de estruturas de paredes de domínios em nanofitas magnéticas na qual podem ocorrer, além da propagação de parede de domínio por uma corrente elétrica polarizada em spin. No capítulo 5, apresentaremos nossos resultados e discussões sobre simulações micromagnéticas, realizadas para investigar o mecanismo de desprender uma parede de domínio transversal aprisionada em um defeito magnético artificial utilizando pulsos de corrente elétrica. Além disso, a obtenção do controle de uma PDT ao longo de uma nanofita magnética. Por fim, no capítulo 6, teremos as conclusões deste trabalho e suas perspectivas.

2 *MODELO TEÓRICO*

Neste capítulo, faremos um breve resumo sobre as propriedades dos materiais magnéticos. O surgimento de domínios magnéticos ocorre da ação de várias interações presentes em materiais magnéticos. As principais interações são de troca, anisotropia e dipolar. A interação de troca é responsável pelo alinhamento dos momentos magnéticos em materiais ferromagnéticos. A interação dipolar, que além de dar origem à anisotropia de forma, também é a interação responsável pela formação dos domínios magnéticos. Por fim, trataremos sobre o campo efetivo, que é responsável pelo alinhamento dos momentos magnéticos em materiais na escala nano. Este campo é a soma de todas as interações internas e externas de todos os momentos magnéticos do nanomagnet.

2.1 PROPRIEDADES DOS MATERIAIS MAGNÉTICOS

A origem do comportamento magnético em materiais é devido a existência dos momentos magnéticos. O momento magnético total é a soma do momento angular de spin dos elétrons e íons que compõem a matéria e o momento angular orbital (43). O spin do elétron é uma propriedade intrínseca assim como a carga elétrica e a massa. A relação entre o momento magnético e o momento angular de spin é definido como

$$\vec{m} = -\gamma\vec{S} = -\frac{g\mu_B}{\hbar}\vec{S} = -\frac{ge}{2m_e}\vec{S} \quad (2.1)$$

onde a constante de proporcionalidade γ é conhecida como razão giromagnética (44). A cons-

tante g é o também conhecido fator de Landé. Este fator é um número positivo e pode ser calculado com o auxílio da teoria quântica do momento angular (para o spin de um elétron isolado, $g = 2$). A dimensão de momento magnético m é a mesma do Magneton de Bohr μ_B , na qual é definido como $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27 \times 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2$. O momento angular orbital ou de spin, em mecânica quântica, é definido em unidades de $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, conhecido como constante de Planck normalizada. A razão giromagnética para o elétron tem o valor de $\gamma_e = 1,76 \times 10^{11} [\text{C}/\text{Kg} = \text{A} \cdot \text{m}/\text{N} \cdot \text{s} = \text{T} \cdot \text{s}^{-1}]$.

Podemos determinar as propriedades magnéticas dos materiais por meio de grandezas que podem ser medidas macroscopicamente, como a indução magnética \vec{B} , o campo magnético \vec{H} , a magnetização \vec{M} e a susceptibilidade magnética χ_m .

Dada uma determinada amostra, a magnetização \vec{M} é definida como sendo a soma dos momentos magnéticos \vec{m}_i contidos no sítios i dividido pelo volume dessa amostra.

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \vec{m}_i. \quad (2.2)$$

A unidade de magnetização no sistema internacional (SI) é dada por A/m .

A relação entre o campo magnético induzido \vec{B} , o campo magnético externo aplicado na amostra \vec{H} e a magnetização \vec{M} são relacionados através de

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.3)$$

onde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m}/\text{A}$ é a permeabilidade magnética do vácuo. Desta relação, vemos que a unidade de \vec{H} é a mesma de \vec{M} . Assim, a unidade de \vec{B} no SI é o Tesla $[\text{T}] = [\frac{\text{N}}{\text{A} \cdot \text{m}}]$.

Se tivermos um meio magnético linear, homogêneo e isotrópico, a magnetização é proporcional ao campo \vec{B} (ou equivalente, \vec{H}) no interior do meio. Assim, a magnetização pode ser definida como

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (2.4)$$

onde χ_m chama-se susceptibilidade magnética. Temos então,

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(1 + \chi_m)\vec{H} \equiv \mu\vec{H} \quad (2.5)$$

em que definimos

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_m) \equiv \mu_0\kappa_m \quad (2.6)$$

onde $\kappa_m \equiv 1 + \chi_m$ é denominada permeabilidade magnética relativa. A constante μ chama-se permeabilidade magnética do meio. Em particular, caso o meio seja vácuo, $\mu = \mu_0$ que é a permeabilidade magnética no vácuo.

Tradicionalmente, materiais magnéticos são classificados de acordo com sua resposta a aplicação de campos magnéticos. Tal resposta pode ser quantificada de acordo com a origem microscópica de sua magnetização e de suas interações internas. Materiais diamagnéticos são caracterizados por um valor pequeno e negativo de χ_m , de modo que seu efeito é diminuir o módulo do campo no interior do material. O material diamagnético, na presença de um campo magnético externo, tende a uma magnetização não nula e de sentido oposto ao campo aplicado. O diamagnetismo está presente em todos os materiais, no entanto o fenômeno é mascarado por um comportamento ferromagnético ou paramagnético mais intenso, que frequentemente ocorre simultaneamente no material. Materiais Paramagnéticos são aqueles cujos átomos possuem elétrons desemparelhados. Os momentos magnéticos intrínsecos dos elétrons se orientam na direção e sentido do campo externo aplicado. Dessa forma, o estado paramagnético é caracterizado por um valor pequeno e positivo de χ_m , e que varia com a temperatura(43).

Em ambos os casos, diamagnetismo e paramagnetismo, a susceptibilidade é em geral muito pequena $\chi_m \ll 1$ e, na ausência de campo magnético externo a magnetização é nula. Entretanto, alguns materiais apresentam “magnetização espontânea” abaixo de uma certa temperatura, ou seja, sua magnetização não aparece como resultado da aplicação de um campo externo. Estes materiais são chamados de ferromagnéticos que, sob a influência de um campo magnético externo, respondem da mesma maneira que os paramagnéticos, porém de forma mais eficiente, isto é, $\chi_m \gg 1$. O ferromagnetismo é observado em sólidos, cujo momentos magnéticos se

alinham paralelamente. Qualquer material ferromagnético torna-se paramagnético a uma temperatura suficientemente elevada. Essa temperatura crítica na qual ocorre transição de fase magnética é denominada temperatura de Curie T_C , e está na faixa de $10 - 1000[K]$ para metais de transição e compostos de terras raras.

Como dito anteriormente, quando se aplica um campo magnético sobre o material, ocorrem modificações nas direções dos momentos magnéticos. Isso ocorre devido à interação entre os momentos magnéticos e o campo aplicado. Quando ligamos um campo magnético externo \vec{H}^{ext} sob uma material magnético, cujo sua magnetização é nula, os momentos tendem a se orientar de uma forma que a energia de interação seja minimizada. Esta energia de interação é dada por

$$U = - \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \cdot \vec{B}_i^{ext} = -\mu_0 \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \cdot \vec{H}_i^{ext}. \quad (2.7)$$

A equação acima é conhecida como energia de interação Zeeman. Assim, para minimizar a energia de interação, os momentos magnéticos devem ficar paralelos ao campo externo, ver figura 2.1.

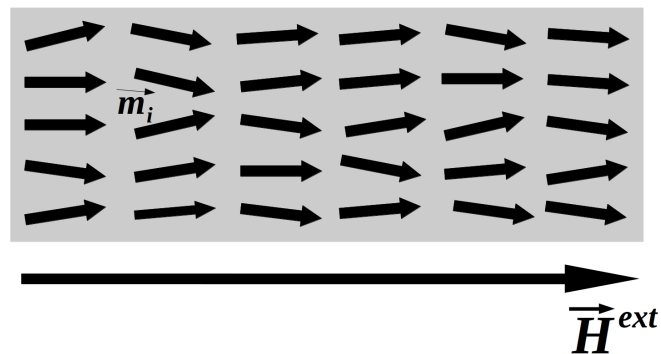


Figura 2.1 – Momentos magnéticos \vec{m}_i , orientados na direção do campo magnético externo \vec{H}^{ext} .

Logo, o campo magnético dentro da amostra de material magnético é maior do que o campo externo. A esse fenômeno chamamos de Paramagnetismo. No Diamagnetismo ocorre o contrário, onde o campo da amostra é menor.

2.2 INTERAÇÕES DE TROCA E DIPOLAR

Em nossos estudos, consideramos a existência de momentos magnéticos localizados, isto é, os elétrons responsáveis pelo magnetismo não são os elétrons de condução. Os momentos permanecem fixos nos sítios de uma rede e interagem através da interação de troca direta. No magnetismo de banda, ou magnetismo itinerante, os mesmos elétrons são responsáveis tanto pela condução quanto pelo magnetismo. Nesse caso, deve ser utilizado o modelo de Hubbard, que leva em conta também a contribuição da energia cinética dos elétrons. O Modelo de Heisenberg explica bem o ordenamento ferro e antiferro próximo do estado fundamental, ou seja, ocorrem apenas abaixo de uma temperatura crítica T_c . A maioria dos magnetos exibem comportamento paramagnético em altas temperaturas, mas à medida que a temperatura diminui, os spins começam a se alinhar paralela ou antiparalelamente, dependendo do sinal de J_{ij} , que é denominada constante de acoplamento entre spins da rede ou integral de troca, como veremos mais adiante.

2.2.1 INTERAÇÃO DE TROCA

O ordenamento dos momentos magnéticos ocorre devido à interação de troca ou “exchange”, que segue do princípio de exclusão de Pauli e da repulsão coulombiana entre elétrons. Uma ótima discussão de que essa interação é do tipo $\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$ pode ser encontrada nas referências (45, 46). A energia de interação entre dois spins é dada por

$$U = -\frac{2J'_{12}}{\hbar^2} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \quad (2.8)$$

onde J'_{12} é a constante de acoplamento de troca, a qual tem dimensão de energia.

A equação 2.8 é deduzida a partir de um estudo da interação entre dois elétrons, porém

um sistema magnético é constituído de inúmeros elétrons(47). Entretanto, a interação de troca ocorre entre os spins mais próximos, dita de curto alcance. Esta consideração nos leva ao modelo de Heisenberg,

$$U^{tr} = -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{2J'_{ij}}{\hbar^2} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \frac{J_{ij}}{\hbar^2} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.9)$$

onde \vec{S}_i é o operador de spin do íon localizado no sítio i , \vec{S}_j é o operador de spin localizado no sítio j , ambos possuem dimensão de momento angular, ou seja \hbar . A notação $\langle i, j \rangle$ indica que o somatório é feito sobre os primeiros vizinhos, ver figura 2.2. As constantes de acoplamento de troca J'_{ij} e J_{ij} possuem dimensões de energia e por conveniência definimos $J_{ij} = 2J'_{ij}$. O fator $(1/2)$ foi inserido para que se evite contar duas vezes a mesma interação.

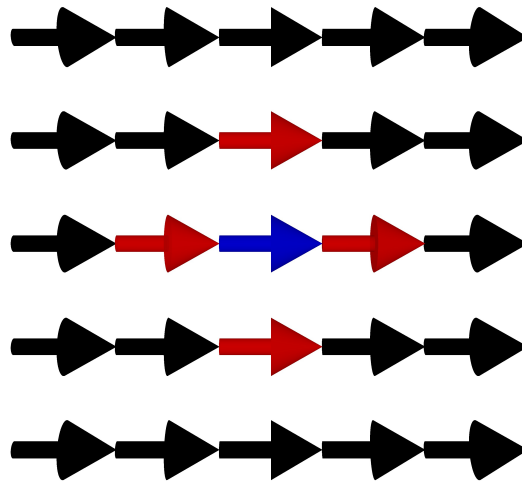


Figura 2.2 – Representação esquemática da interação de troca em um sistema ferromagnético. As setas vermelhas indicam os momentos de primeiros vizinhos que interagem com o momento representado pela seta azul.

Uma boa aproximação é obtida ao considerar,

$$J_{ij} = J_{ji} = \begin{cases} J, & \text{se } i,j \text{ são primeiros vizinhos} \\ 0, & \text{para demais casos} \end{cases}$$

com isso e utilizando a relação entre o momento magnético e o momento angular de spin dado pela equação 2.1, podemos reescrever a hamiltoniana da interação de troca da seguinte maneira,

$$U^{tr} = -\frac{J}{2\gamma^2\hbar^2} \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{m}_i \cdot \vec{m}_j. \quad (2.10)$$

No caso em que $J < 0$ na equação acima, representa o acoplamento antiferromagnético, uma vez que a energia do sistema torna-se mínima quando os momentos se alinham antiparalelamente ($\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j = -1$). Através do mesmo raciocínio, notamos que ($J > 0$) refere-se ao acoplamento ferromagnético, no qual a configuração de menor energia ocorre quando os momentos magnéticos se alinham paralelamente ($\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j = +1$).

Podemos reescrever a equação 2.10 em analogia a energia de interação Zeeman, dada pela equação 2.7. Com isso, temos

$$U^{tr} = -\frac{J}{2\gamma^2\hbar^2} \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{m}_i \cdot \vec{m}_j = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \cdot \left(\frac{J}{\gamma^2\hbar^2} \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{m}_j \right) = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \cdot \vec{B}_i^{tr} \quad (2.11)$$

sendo

$$\vec{B}_i^{tr} = \frac{J}{\gamma^2\hbar^2} \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{m}_j \quad (2.12)$$

onde \vec{B}_i^{tr} é o campo local de troca.

Quando um sistema apresenta diferentes propriedades físicas dependentes da direção em que elas são estudadas, dizemos que o sistema apresenta anisotropia. Uma das principais características da anisotropia magnética é a orientação preferencial da magnetização espontânea do material. Isso ocorre porque tal orientação corresponde a um mínimo local da energia do sistema. Em geral, essa orientação é estável, mas a magnetização pode ser retirada deste estado através da aplicação de um campo externo.

Existem vários tipos de anisotropia magnética. A única anisotropia intrínseca de um material é a **anisotropia cristalina** ou **magnetocristalina**. Trata-se de uma orientação preferencial da magnetização em relação aos eixos ou planos do cristal.

Podemos definir uma hamiltoniana mais genérica, que leve em conta a existência de uma direção fácil ou difícil para os momentos apontarem, adicionando um termo na equação 2.10,

ou seja,

$$U^{tr} = -\frac{J}{2\gamma^2\hbar^2} \sum_{\langle i,j \rangle} (\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j - \lambda m_i^z m_j^z) \quad (2.13)$$

sendo que λ é conhecido como parâmetro de anisotropia. Essa hamiltoniana é conhecido como **modelo de Heisenberg anisotrópico**. Dessa forma, para um ferromagneto, se $\lambda = 0$, recuperamos o modelo de Heisenberg isotrópico. Para $0 < \lambda < 1$, temos o modelo de Heisenberg de plano fácil, que é caracterizado pela preferência dos momentos se alinharem paralelamente a um plano, que nesse caso é o plano-xy. Para $\lambda = 1$, temos o caso limite para uma anisotropia fortemente planar, aqui distingue-se dois modelos, o modelo XY e do modelo do rotor planar, basta considerar momentos com três ou duas componentes, respectivamente. Por outro lado, se $\lambda < 0$, temos o modelo Heisenberg de eixo-fácil, caracterizado pela preferência dos momentos magnéticos se alinharem perpendicularmente a um plano, o eixo-fácil neste caso é o eixo-z. Amostras com este tipo de anisotropia são conhecidos como materiais magnéticos duros. Materiais magnéticos moles são aqueles que apresentam anisotropia magnetocristalina muito pequena. Neste trabalho estamos interessados em um modelo que descreva bem materiais isotrópicos, como o Permalloy, pois apresenta anisotropia desprezível, ou seja, os momentos magnéticos não tem direções preferenciais.

A **anisotropia de forma** está relacionado à forma geométrica do material e manifesta-se em amostras finitas. Os pólos formados na superfície, geram o campo desmagnetizante que surge dentro do material. Um acoplamento anisotrópico deste tipo é conseguido levando-se em conta as interações dipolo-dipolo.

Além das anisotropias magnetocristalina e de forma, existem outras(48). É possível que um sistema físico apresente mais de um tipo de anisotropia. Tal sistema apresenta uma competição de anisotropias e a expressão da energia de anisotropia efetiva será a soma da energia de anisotropia de cada parcela.

2.2.2 INTERAÇÃO DIPOLAR

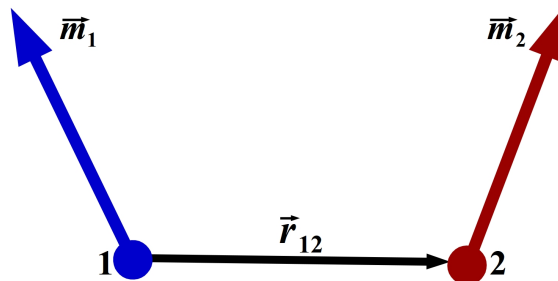


Figura 2.3 – Representação esquemática da interação dipolar entre os momentos \vec{m}_1 e \vec{m}_2 , situados no sítios 1 e 2, respectivamente.

A interação dipolar magnética básica é uma interação de origem clássica e é regida pela equação:

$$U^{dip} = -\frac{\mu_0}{4\pi r_{12}^3} \left[-\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 + \frac{3}{r_{12}^2} (\vec{m}_1 \cdot \vec{r}_{12})(\vec{m}_2 \cdot \vec{r}_{12}) \right] \quad (2.14)$$

onde \vec{m}_1 e \vec{m}_2 representam o momento magnético da partícula 1 e 2, respectivamente e \vec{r}_{12} é o vetor distância entre os respectivos momentos, ver figura 2.3.

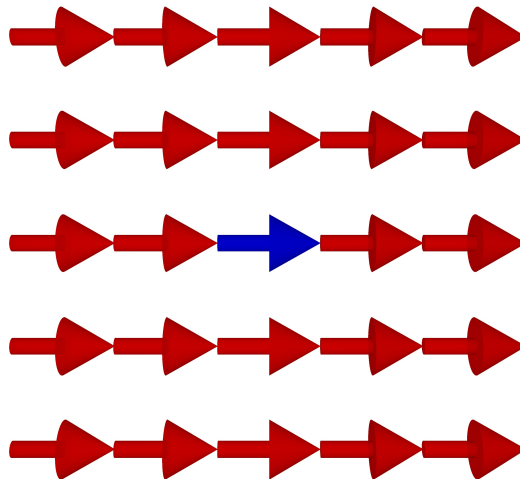


Figura 2.4 – Representação esquemática da interação dipolar em um sistema ferromagnético. As setas vermelhas indicam os momentos da rede que interagem com o momento representado pela seta azul.

Agora vamos generalizar a equação da interação dipolar para qualquer momento magnético do sistema, cujo momento magnético no sítio i interage com todos os outros momentos da rede,

ver figura 2.4. Temos então

$$U^{dip} = -\frac{\mu_0}{8\pi} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{1}{r_{ij}^3} [-\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j + 3(\vec{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})] \quad (2.15)$$

onde usamos o fator 1/2 para que não haja dupla contagem da mesma interação e usamos a relação $\hat{r}_{ij} = \frac{\vec{r}_{ij}}{r_{ij}}$.

Sabemos que todas as distâncias relativas entre sítios podem ser escritas em termos do parâmetro de rede a_0 . Assim, podemos reescrever a equação 2.15 como

$$U^{dip} = -\frac{\mu_0}{8\pi a_0^3} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{-\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j + 3(\vec{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a_0)^3} \right]. \quad (2.16)$$

O primeiro termo da dipolar tende a alinhar todos os spins antiparalelos uns aos outros, por causa da existência do produto escalar entre os momentos magnéticos. Enquanto que o segundo termo da dipolar tende a alinhar os momentos ao longo da direção que os une, favorecendo o paralelismo entre os momentos e as bordas do material (anisotropia de forma). Essa interação depende da distância relativa entre momentos e do somatório que é realizado sobre todos os momentos magnéticos do nanomagnet. Observa-se que a energia dipolar decai com o cubo da distância entre os momentos, sendo assim, uma interação de longo alcance, e também por isso, é a principal responsável pela formação dos domínios magnéticos, como iremos ver com mais detalhes mais adiante.

Podemos encontrar o campo local dipolar \vec{B}_i^{dip} da mesma maneira que encontramos o campo local de troca (equação 2.12). Com isso, reescrevemos a equação 2.16 da seguinte maneira,

$$U^{dip} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \cdot \left(\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{\mu_0}{4\pi a_0^3} \left[\frac{-\vec{m}_j + 3\hat{r}_{ij}(\vec{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a_0)^3} \right] \right) = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \cdot \vec{B}_i^{dip} \quad (2.17)$$

sendo

$$\vec{B}_i^{dip} = \frac{\mu_0}{4\pi a_0^3} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{-\vec{m}_j + 3\hat{r}_{ij}(\vec{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a_0)^3} \right]. \quad (2.18)$$

2.2.3 CAMPO EFETIVO EM CADA SÍTIO

Em materiais na escala nano percebe-se um ordenamento magnético. Para explicar esse ordenamento surge o conceito de campo efetivo, que é o responsável pelo alinhamento desses momentos magnéticos. O campo efetivo é resultado da interação de todos os momentos magnéticos do nanomagnet.

Para encontrarmos esse campo efetivo, consideremos duas interações: interação de troca e interação dipolar. Assim o campo efetivo será uma combinação do campo gerado pela interação de troca e o campo gerado pela dipolar

$$\vec{B}^{eff} = \vec{B}^{tr} + \vec{B}^{dip} \quad (2.19)$$

onde \vec{B}^{eff} é o campo efetivo, \vec{B}^{dip} é o campo da interação dipolar e \vec{B}^{tr} é o campo da interação de troca.

Substituindo as equações 2.12 e 2.18 na equação 2.19, teremos o seguinte campo efetivo no sítio i ,

$$\vec{B}_i^{eff} = \frac{J}{\gamma^2 \hbar^2} \sum_{\substack{j \\ \langle i,j \rangle}}^N \vec{m}_j + \frac{\mu_0}{4\pi a_0^3} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{-\vec{m}_j + 3\hat{r}_{ij}(\vec{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a_0)^3} \right]. \quad (2.20)$$

Agora, podemos escrever a hamiltoniana com campo efetivo na forma da hamiltoniana de Zeeman,

$$\begin{aligned} U^{eff} &= U^{tr} + U^{dip} \\ &= -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \cdot \vec{B}_i^{tr} - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \cdot \vec{B}_i^{dip} \\ &= -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \cdot \vec{B}_i^{eff} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Outra forma de obtermos os campos locais de troca e dipolar é derivando as parcelas correspondentes a cada um na hamiltoniana do sistema em relação a \vec{m}_i . Logo, a equação geral

para o campo magnético efetivo local é dado

$$B_i^{eff} = -2 \cdot \frac{\partial U}{\partial \vec{m}_i} = -2 \cdot \vec{\nabla}_i U \quad (2.22)$$

Finalmente podemos escrever a hamiltoniana total utilizado para descrever as nanofitas magnéticas que foram estudadas neste trabalho da seguinte forma:

$$U = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \vec{m}_i \cdot \left(\frac{J}{\gamma^2 \hbar^2} \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{m}_j + \frac{\mu_0}{4\pi a_0^3} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{-\vec{m}_j + 3\hat{r}_{ij}(\vec{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a_0)^3} \right] \right) \quad (2.23)$$

ou

$$U = -\frac{J}{2\gamma^2 \hbar^2} \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{m}_i \cdot \vec{m}_j - \frac{\mu_0}{8\pi a_0^3} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{-\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j + 3(\vec{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a_0)^3} \right]. \quad (2.24)$$

Este é o modelo estendido, incluindo as interações de troca (primeiro termo) e dipolar (segundo termo). Vale lembrar que em nosso trabalho não foi aplicado campo magnético externo, por isso não incluímos a interação Zeeman em nossa hamiltoniana. Além disso, não levamos em consideração a energia de anisotropia, pelo fato do material estudado (Permalloy-79) ser isotrópico.

3 *DINÂMICA DE SPINS E MODELO COMPUTACIONAL*

Neste capítulo, apresentaremos a dinâmica de spins, realizada pela integração da equação de Landau-Lifshitz- Gilbert (LLG) padrão adicionando os termos adiabático e não adiabático (em inglês “nonadiabatic”). Estes termos adicionais, surgem do efeito de torque de spin por corrente elétrica polarizada em spin. Quando uma corrente elétrica polarizada em spin é aplicada em um ferromagneto, uma transferência do momento angular entre os elétrons de condução e a magnetização do ferromagneto ocorre devido à conservação do momento angular. Demonstraremos a equação da evolução temporal adimensional dos momentos magnéticos e os métodos de integração numérica utilizados. Por fim, trataremos do modelo de impurezas magnéticas implementado neste trabalho, no intuito de utilizar tais impurezas como armadilhas de aprisionamento para paredes de domínio.

3.1 EQUAÇÃO DE LANDAU-LIFSHITZ-GILBERT

Nosso sistema de trabalho consiste de um nanofio magnético modelado em uma rede cúbica, onde a cada sítio está associado um operador \vec{S} . Estamos interessados na dinâmica de spins do nosso sistema. Inicialmente, iremos considerar a equação para o movimento rotacional de um corpo rígido em mecânica clássica, dada por

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{T} \quad (3.1)$$

onde \vec{L} é o momento angular do corpo e \vec{T} é o torque atuando sobre ele.

A equação 3.1 permanece válida em mecânica quântica quando \vec{L} é reinterpretado como operador em um espaço de Hilbert(49), e pode ser utilizado para sistemas de spins. Portanto, podemos substituir o operador momento angular \vec{L} como o operador momento angular de spin \vec{S} ,

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{T}. \quad (3.2)$$

O torque exercido sob um momento magnético \vec{m} por um campo magnético é definido como

$$\vec{T} = \vec{m} \times \vec{B}^{ext}. \quad (3.3)$$

Utilizando a equação 3.2 em 3.3 e a relação entre momento magnético e momento de spin definida na equação 2.1, temos que

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} = -\vec{m} \times \vec{B}^{ext}. \quad (3.4)$$

A aplicabilidade da equação 3.4 não está limitada apenas a um torque exercido pelo campo magnético externo. Qualquer torque sobre um momento magnético \vec{m} pode ser escrito na forma da equação 3.4. Com isso, podemos utilizar um campo magnético “efetivo” \vec{B}^{eff} . Assim, teremos

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} = -\vec{m} \times \vec{B}^{eff}. \quad (3.5)$$

A equação acima descreve a precessão de um momento magnético em torno do campo efetivo local, incluindo campos locais de troca e dipolar com uma determinada frequência angular. O \vec{B}^{eff} que utilizamos em nosso trabalho é dado pela equação 2.20. Contudo, a última equação está incompleta, pois sabemos que o momento magnético na presença de um campo magnético tendem a se alinhar. O torque de precessão dado pela equação 3.5 não é capaz de realizar tal alinhamento. Assim, Gilbert propôs um termo de dissipação(49), dado por

$$\vec{T}_d = \frac{\alpha}{|\vec{m}| \gamma} \left(\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right) \quad (3.6)$$

onde α é conhecido como parâmetro de amortecimento (“*damping*”) e este torque de dissipação

não foi derivado rigorosamente de princípios básicos. Este termo é adicionado fenomenologicamente à equação 3.5. Com isso temos,

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} = -\vec{m} \times \vec{B}^{eff} + \frac{\alpha}{|\vec{m}|} \left(\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right). \quad (3.7)$$

A equação acima é conhecida como forma implícita da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), pois $\left(\frac{d\vec{m}}{dt} \right)$ aparece em ambos os lados da equação. A equação de LLG pode ser escrita na conhecida forma explícita, dada por

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \left[\vec{m} \times \vec{B}^{eff} + \frac{\alpha}{|\vec{m}|} \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{B}^{eff}) \right] \quad (3.8)$$

No apêndice A discutimos com mais detalhes a equação de LLG.

3.2 TORQUE DE SPIN POR CORRENTE ELÉTRICA POLARIZADA EM SPIN

Nos últimos anos tem aumentado o interesse na interação entre propriedades de transporte dependente de spin e a dinâmica de magnetização em ferromagnetos. Quando uma corrente de spin penetra um ferromagneto, uma transferência do momento angular de spin entre os elétrons de condução e a magnetização do ferromagneto ocorre devido à conservação do momento angular de spin. Isto é conhecido como um efeito de transferência de spin (50). Este efeito nos permite manipular a magnetização de um nanomagnetos sem o auxílio de um campo magnético aplicado. Este fenômeno foi previsto por L. Berger em 1984 (51). Anos mais tarde, J. Slonczewski previu que a magnetização pode ser invertida pelo efeito de transferência de spin em um sistema magnético de multicamadas (52). A essência desse fenômeno consiste na interação de troca entre o momento do elétron de condução e o momento magnético localizado (interação de troca $s-d$). Embora seja impossível separar elétrons de transporte dos elétrons de magnetização em um ferromagneto real, estes têm sido convencionalmente modelados em uma hamiltoniana

“ $s - d$ ”(53),

$$H_{sd} = -J_{ex}\vec{s} \cdot \vec{S} \quad (3.9)$$

onde \vec{s} e \vec{S} são os spins (adimensionais) dos elétrons de condução e elétrons localizados, respectivamente, J_{ex} é a intensidade da constante de troca entre eles, que tem unidade de energia.

Os autores S. Zhang e Z. Li(53), propuseram a dinâmica do elétron de condução ser separada da magnetização local. Substituindo \vec{S} pela magnetização clássica, $\vec{S}/S = -\vec{M}/M_s$. Com isso,

$$H_{sd} = \frac{J_{ex}S}{M_s} \vec{s} \cdot \vec{M} \quad (3.10)$$

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

O operador de spin do elétron de condução satisfaz a equação de continuidade de spin generalizada(53),

$$\frac{\partial \vec{s}}{\partial t} + \nabla \cdot \hat{J} = \frac{1}{i\hbar} [\vec{s}, H_{sd}] - \Gamma_{re}(\vec{s}) \quad (3.11)$$

onde \hat{J} é o operador corrente de spin e $\Gamma_{re}(\vec{s})$ representa a relaxação de spin devido a espalhamentos com impurezas, elétrons, etc. Ao definir densidade de spin $\vec{m}(\vec{r}, t) = \langle \vec{s} \rangle$ e densidade de corrente de spin $J(\vec{r}, t) = \langle \hat{J} \rangle$ onde $\langle \rangle$ representa a média sobre todos os estados eletrônicos ocupados, $\langle \vec{s} \rangle = Tr(\rho \vec{s})$ onde o traço é sobre todos os estados eletrônicos, bem como estados de spin, e ρ é o operador densidade, obtém-se uma equação de Bloch semiclássica para a densidade do spin de elétron de condução \vec{m} ,

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = -\frac{1}{\tau_{ex}M_s} \vec{m} \times \vec{M} - \langle \Gamma(\vec{s}) \rangle \quad (3.12)$$

por definição, $\tau_{ex} = \hbar/SJ_{ex}$.

S. Zhang e S. Li propuseram separar a densidade de spin induzido \vec{m} em dois termos(53),

$$\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{m}_0(\vec{r}, t) + \delta\vec{m}(\vec{r}, t) = \eta_0 \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} + \delta\vec{m}(\vec{r}, t) \quad (3.13)$$

onde η_0 é a densidade de spin de equilíbrio local cuja direção é paralela à magnetização. O primeiro termo da equação 3.13 representa a densidade de spin adiabático, quando o spin do elétron de condução relaxa a seu valor de equilíbrio em um tempo instantâneo t . Assim, a

dinâmica para a magnetização é lenta comparada aos elétrons de condução. É razoável assumir que o spin para os elétrons de condução seguem aproximadamente a direção do momento local, na qual é conhecido como processo adiabático. O segundo termo representa o desvio a partir deste processo adiabático. Similarmente escrevemos a densidade de corrente de spin como

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \vec{J}_0(\vec{r}, t) + \delta\vec{J}(\vec{r}, t) = -(\mu_B P/e) \vec{j}_e \otimes \frac{\vec{M}_0(\vec{r}, t)}{M_s} + \delta\vec{J}(\vec{r}, t) \quad (3.14)$$

onde e é a carga do elétron, \vec{j}_e é a densidade de corrente, μ_B é o magneton de Bohr e P é o grau (percentual) da polarização em spin da corrente. Se $P = 0$, o torque é nulo. O primeiro termo é a corrente de spin cuja polarização de spin é paralela à magnetização local $\vec{M}(\vec{r}, t)$. O segundo termo é a densidade de corrente não adiabática.

Substituindo as equações 3.13 e 3.14 na equação 3.12, ver apêndice C, obtemos a forma aproximada da densidade de spin fora do equilíbrio,

$$D_0 \nabla^2 \delta\vec{m} - \frac{1}{\tau_{ex} M_s} \delta\vec{m} \times \vec{M} - \frac{\delta\vec{m}}{\tau_{sf}} = \frac{\eta_0}{M_s} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\mu_B P}{e M_s} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}. \quad (3.15)$$

Onde foi utilizado a aproximação $\langle \Gamma(\vec{s}) \rangle = \frac{\delta\vec{m}(\vec{r}, t)}{\tau_{sf}}$, em que τ_{sf} é o tempo de relaxação “*spin-flip*”. A densidade de corrente não adiabática é definida como $\delta\vec{J} = -D_0 \nabla \delta\vec{m}$, onde D_0 é a constante de difusão.

Podemos perceber que a densidade de spin fora do equilíbrio é criada por 2 termos no lado direito da equação 3.15. Um é a variação no tempo e o outro é a variação espacial da magnetização. A solução da equação diferencial acima depende de detalhes estruturais do vetor magnetização. Assumindo que a magnetização varia lentamente no espaço, como por exemplo, a largura de uma parede de domínio (veremos no capítulo seguinte) ser muito maior do que a escala de comprimento de transporte (53). Neste caso, podemos descartar o primeiro termo do lado esquerdo da equação 3.15. Com isso, a equação 3.15 torna-se

$$\delta\vec{m} = \frac{\tau_{ex}}{1 + \xi^2} \left[- \frac{\xi \eta_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\eta_0}{M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\xi \mu_B P}{e M_s} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} + \frac{\mu_B P}{e M_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \right] \quad (3.16)$$

onde $\xi = \tau_{ex}/\tau_{sf}$.

A densidade de spin induzida, por sua vez, exerce um torque de spin sobre a magnetização.

Pelas considerações a partir da equação 3.10, o torque é dado por,

$$\vec{T} = - \left(\frac{SJ_{ex}}{\hbar M_s} \right) \vec{M} \times \vec{m} = - \frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{M} \times \delta \vec{m}. \quad (3.17)$$

Usando a equação 3.16, obtém-se

$$\vec{T} = \frac{1}{(1 + \xi^2)} \left[- \frac{\eta_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\xi \eta_0}{M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\mu_B P}{e M_s^3} \vec{M} \times [\vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}] - \frac{\xi \mu_B P}{e M_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \right] \quad (3.18)$$

Como podemos observar, na equação acima existem quatro termos; os dois primeiros termos são relacionados à variação da magnetização no tempo e os dois últimos descrevem a variação da magnetização no espaço. Percebemos que os dois primeiros termos são independentes da corrente, enquanto que os dois últimos termos representam o efeito de corrente induzida, assim eles são proporcionais à corrente.

A equação padrão de Landau-Lifshitz-Gilbert (vista com detalhes na seção 3.1) consiste de um termo precessional, devido à um campo efetivo, e um termo de “*damping*” (amortecimento) fenomenológico. Em adição a esses torques, o torque acima \vec{T} (equação 3.18) é agora adicionado à equação LLG. Assim,

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \vec{T} \quad (3.19)$$

onde γ é a razão giromagnética, \vec{H}_{ef} é o campo magnético efetivo e α é o parâmetro de amortecimento de Gilbert.

Nosso principal foco é o torque de spin devido ao vetor magnetização espacial não-uniforme, os dois últimos termos da equação 3.18. Os torques referentes à variação da magnetização no tempo podem ser completamente absorvidos pela redefinição da razão giromagnética γ e da constante de amortecimento α (53). Portanto, escrevemos a equação completa para a dinâmica

de magnetização como

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = & - \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \\ & - \frac{\mu_B P}{e M_s^3} \vec{M} \times [\vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}] - \frac{\xi \mu_B P}{e M_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \end{aligned} \quad (3.20)$$

Assumimos a direção-x como a direção da corrente aplicada, portanto

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = & - \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \\ & - \frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) - \frac{c_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \end{aligned} \quad (3.21)$$

onde $v_j = P j_e \mu_B / e M_s (1 + \xi^2)$ e $c_j = \xi v_j$. Podemos perceber que v_j e c_j tem unidade de velocidade. O termo v_j foi proposto por Bazaliy et al. (54), uma vez que os autores consideraram um movimento de elétrons de condução em materiais meio-metal, assim como Tatara e Kohno (55) que também deduziram uma expressão similar. Este termo descreve o processo adiabático para os elétrons de condução fora do equilíbrio. O termo c_j , no ponto de vista dos autores S. Zhang e Z. Li (53), é completamente novo. O último termo da equação 3.21 representa um torque de spin não adiabático. A primeira vista se pensou que o termo c_j poderia ser descartado, uma vez que ele é muito menor do que o termo v_j , ($c_j/v_j = \xi \approx 10^{-2}$).

Na seção 4.5 veremos que os autores S. Zhang e Z. Li propuseram equações teóricas para velocidades inicial e terminal de uma parede de domínio magnético. A velocidade terminal de uma parede de domínio é independente do termo v_j , em vez disso é controlada por este pequeno termo c_j . Assim, análises experimentais sobre o movimento de parede de domínio devem incluir o termo não adiabático.

Os maiores detalhes de como obter a equação LLG padrão com os termos adicionais referentes à corrente elétrica polarizada em spin, equação 3.21, encontram-se no apêndice B.

3.3 ESTIMATIVA DO NÚMERO TOTAL DE MOMENTOS MAGNÉTICOS EM UM SISTEMA REAL

Nesta seção, vamos estimar a quantidade de momentos magnéticos existentes em um nanomagneto de Permalloy-79 (P_y-79). Como exemplo, as dimensões de uma nanofita utilizada em nosso trabalho foram de comprimento $L = 2.5 \mu m$, largura $W = 30 nm$ e espessura $t = 5 nm$. O P_y-79 apresenta uma estrutura de rede cúbica de face centrada (FCC) (56), ver figura 3.1, cujo parâmetro de rede de uma célula convencional é $a_0 = 0.355 nm$. Nessa estrutura cada momento magnético contém um número de 12 primeiros vizinhos.

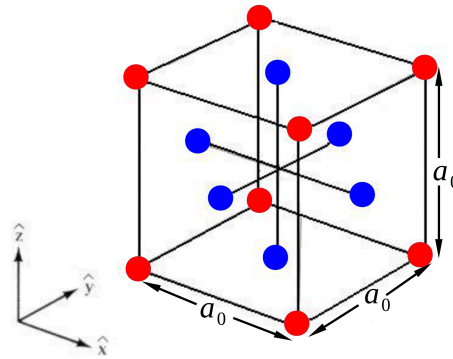


Figura 3.1 – Célula convencional de uma estrutura cúbica de face centrada. Cada célula convencional contribui com $1/8 \times 8$ momentos em cada face e $1/2 \times 6$ momentos em cada vértice. Logo teremos $1/8 \times 8 + 1/2 \times 6 = 4$ momentos magnéticos em cada célula.

Para estimarmos o número de momentos magnéticos em uma nanofita, inicialmente calculamos o número de células convencionais existentes. Para isso, devemos dividir o volume total da nanofita V_t , pelo volume de cada célula cúbica existente V_c . Assim, utilizando as dimensões citadas acima como exemplo, cujas dimensões foram utilizadas em nossas nanofitas de trabalho, o número de células é dado por,

$$N_{cel} = \frac{V_t}{V_c} = \frac{5 \times 30 \times 2500}{0.355 \times 0.355 \times 0.355} \approx 8.38 \times 10^6 \quad (3.22)$$

Como cada célula convencional contribui com $\frac{1}{8} \times 8$ momentos em cada face e $\frac{1}{2} \times 6$ momentos em cada vértice. Logo teremos $\frac{1}{8} \times 8 + \frac{1}{2} \times 6 = 4$ momentos em cada célula. Assim, o

número total de momentos magnéticos, $N_{momentos}$, nessa nanofita será de,

$$N_{momentos} = 4 \times N_{cel} = 4 \times 8.38 \times 10^6 \approx 3.35 \times 10^7. \quad (3.23)$$

Cada $N_{momentos}$ corresponde a uma integração numérica da equação 3.21. Portanto, um número muito elevado de integrações numéricas devem ser realizadas para o estudo desta dinâmica, o que é completamente inviável computacionalmente. Uma maneira de solucionarmos esse problema é recorrermos à simulação micromagnética, na qual reduz o sistema real em um sistema equivalente através de aproximações, cujos resultados não são comprometidos.

3.4 SIMULAÇÃO MICROMAGNÉTICA

Na simulação micromagnética o sistema é redefinido em células de trabalho. Cada célula de trabalho representa N momentos magnéticos. Lembrando que as propriedades magnéticas são as mesmas depois da nova divisão. O objetivo desta divisão é reduzir o número de interações a serem calculadas na simulação e também diminuir a restrição de memória RAM em computadores. Outro ganho é com relação ao tempo, pois as simulações tornam-se muito mais rápidas sem que se perca a confiabilidade dos resultados.

Supondo que uma célula de trabalho tenha um volume a^3 , o volume da FCC é a_0^3 , e que cada célula FCC contribui com 4 momentos magnéticos. O número que cada célula de trabalho terá é dado por

$$N_{momentos} = 4 \left(\frac{a^3}{a_0^3} \right) \quad (3.24)$$

onde a_0 é o parâmetro de rede do material magnético ($P_y - 79$) e a é o parâmetro de rede da nova célula.

O volume da célula de trabalho deve ser pequeno o suficiente para que os momentos atômicos no seu interior estejam praticamente alinhados e, ao mesmo tempo, grande se comparado com as dimensões interatômicas para conter um grande número de momentos atômicos.

O comprimento de troca λ_{tr} nos fornece um “indicativo” do alcance da interação de troca, ou seja, até que distância essa interação consegue manter o alinhamento dos momentos atômicos numa dada direção. O comprimento de troca (46) é dado

$$\lambda_{tr} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} \quad (3.25)$$

onde M_s é a magnetização de saturação do material e A é a constante de troca do material. Para o $P_y - 79$, temos que os valores de $A = 13 \times 10^{-12} \text{ J/m}$ e $M_s = 8.6 \times 10^5 \text{ A/m}$, na qual nos fornece um valor de $\lambda_{tr} \approx 5.3 \text{ nm}$.

Para uma temperatura abaixo da temperatura crítica e se o tamanho da célula de trabalho for menor ou igual ao comprimento de troca, $a \leq \lambda_{tr}$, a interação de troca é forte o suficiente para manter o alinhamento das momentos atômicos em cada célula, ou seja, a magnetização está saturada. Como as células apresentam aproximadamente o mesmo número de momentos atômicos, supõe-se que os vetores magnetização variam apenas suas direções de uma célula para outra, mantendo seus módulos constantes. Na figura 3.2, encontra-se esquematizada uma discretização em duas dimensões usando uma rede quadrada para facilitar a visualização.

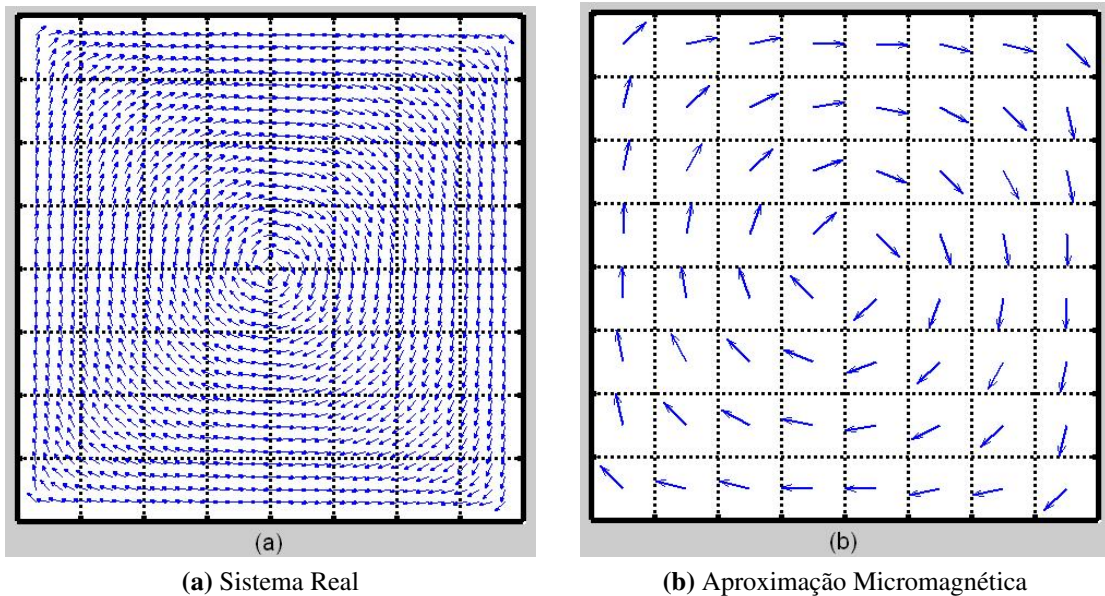


Figura 3.2 – Representação esquemática do método micromagnético. Figura retirada da ref. (46)

A magnetização de cada célula pode ser calculada da seguinte maneira

$$\vec{M}_i = \frac{1}{v_{cel}} \sum_k \vec{m}_k = \frac{1}{v_{cel}} \vec{m}_i \quad (3.26)$$

onde v_{cel} é o volume da célula de trabalho, \vec{m}_k é o momento magnético de cada sítio da rede contido dentro da nova célula e \vec{m}_i é o momento magnético da célula. Então, pode-se escrever os momentos magnéticos das células como

$$\vec{m}_i = m_i \hat{m}_i = v_{cel} M_s \hat{m}_i \quad (3.27)$$

onde \hat{m}_i é um versor na direção e sentido dessa saturação e M_s é o módulo da magnetização de saturação da célula de trabalho. Portanto, na aproximação micromagnética, a discretização do material é ditada pelo comprimento de troca.

As propriedades das interações magnéticas permanecem as mesmas, porém ao modificar o parâmetro de rede, as constantes das interações devem ser renormalizadas. A hamiltoniana de troca pode ser escrita como

$$U^{tr} = -\frac{J_{cel}}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j \quad (3.28)$$

em que $J_{cel} = 2aA$ é a constante de acoplamento entre as células obtida partindo-se do limite contínuo do modelo de Heisenberg isotrópico.

A hamiltoniana de interação dipolar, dada pela equação 2.16 seria

$$U^{dip} = \frac{1}{2} \frac{\mu_0 m_i^2}{4\pi a^3} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a)^3} \right] \quad (3.29)$$

onde utilizamos $\vec{m}_k = m_k \hat{m}_k$ de acordo com a equação 3.27. Podemos definir o parâmetro da interação dipolar como

$$D_{cel} = \frac{\mu_0 m_i^2}{4\pi a^3} = \frac{\mu_0 M_s^2 a^3}{4\pi} = \frac{a^2}{4\pi} \left(\frac{\mu_0 M_s^2}{2A} \right) 2Aa \quad (3.30)$$

e usando a relação do comprimento de troca, equação 3.25, obtemos

$$D_{cel} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{rr}} \right)^2 J_{cel}. \quad (3.31)$$

Podemos reescrever a hamiltoniana micromagnética do sistema como,

$$U = \frac{J_{cel}}{2} \left\{ - \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \frac{D_{cel}}{J_{cel}} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a)^3} \right] \right\}. \quad (3.32)$$

Todas as constantes de interação têm dimensões de energia (Joule). Assim, com J_{cel} em evidência na equação acima, temos uma Hamiltoniana adimensional com versores. Ou ainda, em termos do comprimento de troca, substituindo a equação 3.31 na equação 3.32, temos que

$$U = \frac{J_{cel}}{2} \left\{ - \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j + \frac{1}{4\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{tr}} \right)^2 \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a)^3} \right] \right\}. \quad (3.33)$$

O termo entre chaves é a hamiltoniana adimensional do sistema,

$$U = \frac{J_{cel}}{2} U'. \quad (3.34)$$

Podemos novamente obter o campo efetivo local \vec{B}_i^{eff} em Tesla, derivando-se a hamiltoniana em relação às componentes dos momentos magnéticos das células \vec{m}_i , ou seja,

$$\vec{B}_i^{eff} = - \frac{\partial U}{\partial \vec{m}_i} = - \frac{J_{cel}}{m_i} \frac{\partial U'}{\partial \hat{m}_i} = \frac{J_{cel}}{m_i} \vec{b}_i^{eff}. \quad (3.35)$$

O campo efetivo local é dado por,

$$\vec{b}_i^{eff} = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N C_{ij} \hat{m}_j - \frac{1}{4\pi} \left(\frac{a}{\lambda_{tr}} \right)^2 \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{\hat{m}_j - 3\hat{r}_{ij}(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a)^3} \right] \quad (3.36)$$

em que a constante C_{ij} é definida por

$$C_{ij} = C_{ji} = \begin{cases} 1, & \text{caso } i, j \text{ primeiros vizinhos} \\ 0, & \text{demais casos.} \end{cases}$$

A dinâmica de spin para o micromagnetismo em nosso trabalho é governada pela equação

$$\frac{d\vec{m}_i}{dt} = -\gamma \vec{m}_i \times \vec{B}_i^{eff} + \frac{\alpha}{m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dt} - \frac{v_j}{m_i^2} \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) - \frac{c_j}{m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx}. \quad (3.37)$$

Vamos resolver o segundo termo da equação 3.37

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dt} &= \frac{\alpha}{m_i} \vec{m}_i \times \left[-\gamma \vec{m}_i \times \vec{B}_i^{eff} + \frac{\alpha}{m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dt} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{v_j}{m_i^2} \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) - \frac{c_j}{m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right] \\ \frac{\alpha}{m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dt} &= -\frac{\alpha\gamma}{m_i} \vec{m}_i \times (\vec{m}_i \times \vec{B}_i^{eff}) + \frac{\alpha^2}{m_i^2} \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dt} \right) - \\ &\quad - \frac{\alpha v_j}{m_i^3} \vec{m}_i \times \left[\vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \right] - \frac{\alpha c_j}{m_i^2} \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right). \end{aligned} \quad (3.38)$$

Usando a identidade vetorial e propriedades utilizadas na equação B.26 no segundo termo da equação 3.38, temos que

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dt} &= -\frac{\alpha\gamma}{m_i} \vec{m}_i \times (\vec{m}_i \times \vec{B}_i^{eff}) + \frac{\alpha^2}{m_i^2} \left(-m_i^2 \frac{d\vec{m}_i}{dt} \right) - \\ &\quad - \frac{\alpha v_j}{m_i^3} \vec{m}_i \times \left[\vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \right] - \frac{\alpha c_j}{m_i^2} \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \\ \frac{\alpha}{m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dt} &= -\frac{\alpha\gamma}{m_i} \vec{m}_i \times (\vec{m}_i \times \vec{B}_i^{eff}) - \alpha^2 \frac{d\vec{m}_i}{dt} - \\ &\quad - \frac{\alpha v_j}{m_i^3} \vec{m}_i \times \left[\vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \right] - \frac{\alpha c_j}{m_i^2} \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right). \end{aligned} \quad (3.39)$$

Agora, substituímos a equação 3.39 em 3.37

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{m}_i}{dt} &= -\gamma \vec{m}_i \times \vec{B}_i^{eff} - \frac{\alpha\gamma}{m_i} \vec{m}_i \times (\vec{m}_i \times \vec{B}_i^{eff}) - \alpha^2 \frac{d\vec{m}_i}{dt} - \frac{\alpha v_j}{m_i^3} \vec{m}_i \times \left[\vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \right] - \\ &\quad - \frac{\alpha c_j}{m_i^2} \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) - \frac{v_j}{m_i^2} \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) - \frac{c_j}{m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \\ (1 + \alpha^2) \frac{d\vec{m}_i}{dt} &= -\gamma \vec{m}_i \times \vec{B}_i^{eff} - \frac{\alpha\gamma}{m_i} \vec{m}_i \times (\vec{m}_i \times \vec{B}_i^{eff}) - \frac{\alpha v_j}{m_i^3} \vec{m}_i \times \left[\vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \right] - \\ &\quad - \frac{\alpha c_j}{m_i^2} \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) - \frac{v_j}{m_i^2} \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) - \frac{c_j}{m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \\ (1 + \alpha^2) \frac{d\vec{m}_i}{dt} &= -\gamma \vec{m}_i \times \vec{B}_i^{eff} - \frac{\alpha\gamma}{m_i} \vec{m}_i \times (\vec{m}_i \times \vec{B}_i^{eff}) - \frac{\alpha v_j}{m_i^3} \vec{m}_i \times \left[\vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \right] - \\ &\quad - \left[\left(\frac{\alpha c_j + v_j}{m_i^2} \right) \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \right] - \frac{c_j}{m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx}. \end{aligned} \quad (3.40)$$

Usando equação 3.35 na equação 3.40, teremos

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\vec{m}_i}{dt} = -\frac{\gamma J}{m_i} \vec{m}_i \times \vec{b}_i^{eff} - \frac{\alpha \gamma J}{m_i^2} \vec{m}_i \times (\vec{m}_i \times \vec{b}_i^{eff}) - \frac{\alpha v_j}{m_i^3} \vec{m}_i \times \left[\vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \right] - \left[\left(\frac{\alpha c_j + v_j}{m_i^2} \right) \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \right] - \frac{c_j}{m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx}. \quad (3.41)$$

Podemos definir $\omega_0 = \gamma J / m_i$ como sendo uma frequência angular de precessão do momento magnético (10). Usando essa definição na equação 3.41, obtemos

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\vec{m}_i}{dt} = -\omega_0 \vec{m}_i \times \vec{b}_i^{eff} - \frac{\omega_0 \alpha}{m_i} \vec{m}_i \times (\vec{m}_i \times \vec{b}_i^{eff}) - \frac{\alpha v_j}{m_i^3} \vec{m}_i \times \left[\vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \right] - \left[\left(\frac{\alpha c_j + v_j}{m_i^2} \right) \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \right] - \frac{c_j}{m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx}. \quad (3.42)$$

Dividimos ambos os lados da equação 3.42 por ω_0 e utilizamos a definição que $c_j = \xi v_j$ (ver seção 3.2), então

$$\frac{(1 + \alpha^2)}{\omega_0} \frac{d\vec{m}_i}{dt} = -\vec{m}_i \times \vec{b}_i^{eff} - \frac{\alpha}{m_i} \vec{m}_i \times (\vec{m}_i \times \vec{b}_i^{eff}) - \frac{\alpha v_j}{\omega_0 m_i^3} \vec{m}_i \times \left[\vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \right] - \left[\left(\frac{\xi \alpha + 1}{\omega_0 m_i^2} \right) v_j \vec{m}_i \times \left(\vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx} \right) \right] - \frac{\xi v_j}{\omega_0 m_i} \vec{m}_i \times \frac{d\vec{m}_i}{dx}. \quad (3.43)$$

Ao utilizar a definição $\vec{m}_i = m_i \hat{m}_i$ (equação 3.27), teremos

$$\frac{(1 + \alpha^2)}{\omega_0} \frac{d\hat{m}_i}{dt} = -\hat{m}_i \times \vec{b}_i^{eff} - \alpha \hat{m}_i \times (\hat{m}_i \times \vec{b}_i^{eff}) - \frac{\alpha v_j}{\omega_0} \hat{m}_i \times \left[\hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{d\hat{m}_i}{dx} \right) \right] - \left[\left(\frac{\xi \alpha + 1}{\omega_0} \right) v_j \hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{d\hat{m}_i}{dx} \right) \right] - \frac{\xi v_j}{\omega_0} \hat{m}_i \times \frac{d\hat{m}_i}{dx}. \quad (3.44)$$

Definindo o incremento de tempo adimensional como sendo $d\tau = \omega_0 dt$ e o incremento de espaço computacional adimensional sendo $dx' = \frac{dx}{a}$, onde a é o espaçamento da rede. Substituindo essas definições na equação 3.44, finalmente obtemos nossa equação dinâmica adimensional,

$$\frac{d\hat{m}_i}{d\tau} = \frac{1}{1 + \alpha^2} \left\{ -\hat{m}_i \times \vec{b}_i^{eff} - \alpha \hat{m}_i \times (\hat{m}_i \times \vec{b}_i^{eff}) - \alpha \left(\frac{v_j}{\omega_0 a} \right) \hat{m}_i \times \left[\hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{d\hat{m}_i}{dx'} \right) \right] - \left[(\xi \alpha + 1) \left(\frac{v_j}{\omega_0 a} \right) \hat{m}_i \times \left(\hat{m}_i \times \frac{d\hat{m}_i}{dx'} \right) \right] - \xi \left(\frac{v_j}{\omega_0 a} \right) \hat{m}_i \times \frac{d\hat{m}_i}{dx'} \right\}. \quad (3.45)$$

A equação adimensional 3.45 é a equação de LLG padrão com adição de termos referentes à corrente aplicada, onde levamos em conta ambos os torques adiabático e não adiabático. Como podemos observar, o termo $a\omega_0$ tem dimensão de velocidade, de modo que a expressão $\left(\frac{v_j}{\omega_0 a}\right)$ é adimensional.

3.5 INTEGRAÇÃO NUMÉRICA DA EQUAÇÃO DE MOVIMENTO

Nesta seção, apresentaremos os métodos numéricos de integração utilizadas em nosso trabalho para resolver nossa equação de movimento (equação 3.45), afim de determinar a evolução temporal da magnetização de nossas nanofitas magnéticas. Para isso, usamos o método Predictor-Corretor (57) e o método Runge-Kutta (58).

A equação 3.45, a qual devemos resolver, representa a seguinte estrutura

$$\frac{d\vec{m}_i^a}{d\tau} = \vec{F}(m_i^a) \quad (3.46)$$

onde o índice a representa as coordenadas espaciais e o índice i é o sítio da rede onde encontramos a nova configuração do momento magnético. Reescrevemos a equação 3.46 para cada coordenada espacial, teremos

$$\frac{d\vec{m}_i^x}{d\tau} = \vec{F}(m_i^x) = \vec{f}^x(\vec{m}^x, \vec{m}^y, \vec{m}^z, \tau) \quad (3.47)$$

$$\frac{d\vec{m}_i^y}{d\tau} = \vec{F}(m_i^y) = \vec{f}^y(\vec{m}^x, \vec{m}^y, \vec{m}^z, \tau) \quad (3.48)$$

$$\frac{d\vec{m}_i^z}{d\tau} = \vec{F}(m_i^z) = \vec{f}^z(\vec{m}^x, \vec{m}^y, \vec{m}^z, \tau) \quad (3.49)$$

onde \vec{m}^x , \vec{m}^y e \vec{m}^z são componentes dos campos efetivos locais e as componentes dos vetores \vec{f}^a são funções das componentes dos campos efetivos locais. Como teremos N sítios para serem integrados neste sistema, devemos especificar $3N$ condições iniciais,

$$\vec{m}^x(\tau_0) = \vec{m}^{x0} \quad (3.50)$$

$$\vec{m}^y(\tau_0) = \vec{m}^{y_0} \quad (3.51)$$

$$\vec{m}^z(\tau_0) = \vec{m}^{z_0} \quad (3.52)$$

Computacionalmente, iremos determinar os valores aproximados dos vetores m^a nos instantes $\tau_n = \tau_0 + n\Delta$, onde $n = 1, 2, \dots, N$ e Δ é o incremento de tempo, onde $d\tau \rightarrow \Delta$. O valor inicial fornecido pelo método Runge-Kutta, o qual é implementado computacionalmente da forma descrita a seguir.

3.5.1 MÉTODO RUNGE-KUTTA DE QUARTA ORDEM

O método Runge-Kutta tem um erro de truncamento local proporcional a (h^5) . Assim, é duas ordens de grandeza mais preciso do que o método de Euler aprimorado e três ordens de grandeza mais preciso do que o método de Euler (58).

É um método de passos simples, cuja solução em um instante qualquer depende somente dos dados no instante antecessor. A fórmula de Runge-kutta envolve uma média ponderada de valores de $f(\tau, y)$ em pontos diferentes no intervalo $\tau_n \leq \tau \leq \tau_{n+1}$. A fórmula é dada portanto

$$m_{n+1}^a = m_n^a + \frac{\Delta}{6} \left(k_{n_1}^a + 2k_{n_2}^a + 2k_{n_3}^a + k_{n_4}^a \right), \quad (3.53)$$

onde

$$k_{n_1}^a = f^a(m_n^a, \tau_n), \quad (3.54)$$

$$k_{n_2}^a = f^a\left(m_n^a + \frac{1}{2}\Delta k_{n_1}^a, \tau_n + \frac{1}{2}\Delta\right), \quad (3.55)$$

$$k_{n_3}^a = f^a\left(m_n^a + \frac{1}{2}\Delta k_{n_2}^a, \tau_n + \frac{1}{2}\Delta\right), \quad (3.56)$$

$$k_{n_4}^a = f^a(m_n^a + \Delta k_{n_3}^a, \tau_n + \Delta). \quad (3.57)$$

Tendo uma configuração inicial previamente estipulada nas equações 3.50, 3.51 e 3.52 dos tipos: aleatório, PDT no centro, PDV no centro, monodomínio ou de qualquer maneira previamente escolhida, calcula-se o campo efetivo dessa configuração e os coeficientes $k_{n_1}^a$ são

determinados. Antes do passo do tempo Δ , os campos efetivos intermediários são computados, logo os coeficientes $k_{n_2}^a, k_{n_3}^a, k_{n_4}^a$ são definidos. Vários passos são fornecidos até que se atinja uma configuração desejada ou até que se obtenha o intervalo de tempo esperado.

3.5.2 MÉTODO PREDITOR-CORRETOR DE QUARTA ORDEM

Este é um método de passos múltiplos, ou seja, utiliza-se da informação de alguns passos além do antecessor, afim de obter uma nova configuração (58). O método se inicia pela implementação do algoritmo de Adams-Bashforth de quatro passos, também conhecido como método preditor,

$$m_{n+1}^a = m_n^a + \frac{\Delta}{24} \left(55f_n^a - 59f_{n-1}^a + 37f_{n-2}^a - 9f_{n-3}^a \right) \quad (3.58)$$

O resultado obtido com a equação acima possui um determinado erro, onde utilizando o algoritmo corretor de Adams-Moullon, podemos obter um resultado de m_{n+1}^a mais preciso. A equação é dada por

$$m_{n+1}^a = m_n^a + \frac{\Delta}{24} \left(9f_{n+1}^a + 19f_n^a - 5f_{n-1}^a + f_{n-2}^a \right) \quad (3.59)$$

De fato, analistas numéricos tentaram obter, ao mesmo tempo, simplicidade e precisão combinado as duas fórmulas no que é conhecido como o **método de Precisão e Correção**. Uma vez conhecidos $m_{n-3}^a, m_{n-2}^a, m_{n-1}^a$ e m_n^a , podemos calcular $f_{n-3}, f_{n-2}, f_{n-1}$ e f_n , e depois usar a fórmula de Adams-Bashforth (equação 3.58) (previsão) para obter um primeiro valor para m_{n+1}^a . Então, calculamos f_{n+1} e usamos a fórmula de Adams-Boulton (equação 3.59) (correção) para obter um valor mais preciso de m_{n+1}^a . Podemos continuar a usar a fórmula de correção (equação 3.59) se a mudança em m_{n+1}^a for muito grande. Porém, se for necessário utilizar a fórmula de correção mais uma vez ou talvez duas vezes, isso significa que o tamanho do passo Δ está muito grande e deve ser reduzido.

O método Preditor-Corretor não pode ser iniciado apenas de mais três configurações além

da configuração inicial, uma forma de proceder é usar o método de Runge-Kutta, que nos fornece as três configurações necessária para iniciar o método preditor corretor. Utilizamos este procedimento neste trabalho.

O método Preditor-Corretor mostra-se bem mais rápido do que o método de Runge-Kutta. Enquanto que o método Runge-Kutta de quarta ordem exige quatro cálculos do campo efetivo em cada passo, o método Preditor-Corretor exige apenas dois. Um grande ganho de tempo, uma vez que o cálculo do campo efetivo é demorado devido ao caráter de longo alcance do campo dipolar.

Todos nosso programas foram realizados na linguagem Fortran 90 e um incremento de tempo $\Delta = 0.01$.

3.6 MODELO DE IMPUREZA MAGNÉTICA

Impurezas magnéticas ao serem inseridas em nanofios magnéticos afetam o movimento das paredes de domínio sobre o fio. Vários tipos de defeitos artificiais são usados no intuito de gerar um potencial local que atue como sítio de aprisionamento da parede de domínio (14, 59–63). Em nosso trabalho, o efeito de impurezas magnéticas é baseado na variação local da constante de troca, J . A figura 3.3 mostra um esquema de quatro impurezas magnéticas inseridas localmente em uma amostra quadrada.

Considerando-se apenas as interações entre primeiros vizinhos, podemos distinguir três valores possíveis para a constante de troca, uma para cada tipo de interação, como mostrado na figura 3.3. Definimos que J representa a constante de troca das interações entre sítios da amostra (amostra-amostra). J' caracteriza a constante entre o sítio da amostra e o sítio da impureza magnética (amostra-impureza). J'' descreve a constante de troca das interações entre dois sítios que contém impureza magnética (impureza-impureza). Esse modelo de impureza foi inicialmente proposto pelo nosso grupo de pesquisa em um trabalho relacionado à nanodiscos

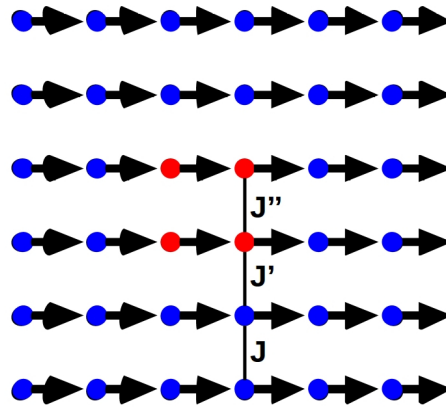


Figura 3.3 – Esquema de uma amostra quadrada com quatro impurezas magnéticas (setas vermelhas). É representado a constante de troca para cada interação: J (amostra-amostra); J' (amostra-impureza); J'' (impureza-impureza).

magnéticos (64) e posteriormente em um trabalho sobre nanofitas magnéticas (40).

Devemos modificar a hamiltoniana, equação 3.32, na qual representa apenas sítios da amostra. O novo modelo para o nanofio com impurezas magnéticas é dada por

$$U = J \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - \frac{J'}{2J} \sum_{\langle i,j' \rangle} \hat{m}_i \cdot \hat{m}_{j'} - \frac{J''}{2J} \sum_{\langle i',j' \rangle} \hat{m}_{i'} \cdot \hat{m}_{j'} + \frac{1}{2} \frac{D}{J} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left[\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j - 3(\hat{m}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\hat{m}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{(r_{ij}/a)^3} \right] \right\} \quad (3.60)$$

em que $\hat{m}_k \equiv (m_k^x, m_k^y, m_k^z)$ é o versor que representa o momento magnético localizado no k -ésimo sítio da rede. Os três primeiros termos na equação 3.60 descrevem o acoplamento ferromagnético levando em conta a variação local da constante de troca. No primeiro termo temos a interação de troca entre os momentos magnéticos localizados nos sítios do material da amostra (amostra-amostra). O segundo termo representa a interação de troca na interface entre o material da amostra e o material da impureza (amostra-impureza). O terceiro termo é a interação de troca entre os momentos magnéticos localizados nos sítios da impureza (impureza-impureza). Além disso, assumimos o seguinte vínculo entre as constantes de troca: $J' = \sqrt{J \cdot J''}$. Consequentemente, a constante de troca na interface J' sempre permanece no intervalo definido pelos valores de J e J'' , que as constantes de troca dos dois materiais ferromagnéticos. O último termo representa a interação dipolar adimensional, onde não depende da constante de troca. Podemos descrever dois comportamentos distintos sobre a dinâmica de paredes de domínio próximo a

impurezas magnéticas. Caso haja uma redução local da constante de troca $J''/J < 1$ é obtido um potencial com característica atrativo, enquanto que para um aumento local da constante de troca $J''/J > 1$ obtém-se um potencial de caráter repulsivo(40, 64). Devemos ressaltar que a intensidade dos potenciais atrativos e repulsivos tornam-se mais fracos quando a razão J''/J tende a um por valores menores do que um e tende a um por valores maiores do que um, respectivamente.

Considerando uma parede de domínio como uma quasi-partícula de massa bem definida(65), seu comportamento dinâmico na presença de impurezas magnéticas pode ser estudado como um oscilador mecânico quando sujeito à uma excitação externa. Ao alterar a variação local J'/J , podemos mudar as energias mínima (atrativa) e máxima (repulsiva) entre a parede de domínio e a impureza magnética. Assim, podem ocorrer duas possibilidades: Se $J'/J < 1$, a parede de domínio se move em direção da impureza e é aprisionada por ela devido à interação de potencial atrativo efetivo entre a parede de domínio e a impureza magnética. Caso $J'/J > 1$, a parede se afasta do sítio da impureza interação de potencial repulsivo efetivo entre a parede de domínio e a impureza magnética(40–42, 64). Nesta trabalho, consideramos uma variação local apenas com valores nos intervalos $0.0 \leq J'/J \leq 0.9$, na qual representam potenciais de aprisionamento. Por exemplo, o valor $J'/J = 0.3$ corresponde à uma redução local de 70% da constante de troca.

A partir da nova hamiltoniana, equação 3.60, toda a dinâmica é simulada da mesma maneira descrita anteriormente.

4 *ESTRUTURAS DE DOMÍNIOS MAGNÉTICOS*

Neste capítulo, apresentaremos um breve resumo sobre domínios magnéticos. Falaremos sobre a criação de paredes de domínios e que tipos de paredes podem surgir em nanomagnetos. Um breve resumo sobre as estruturas de paredes de domínios e quais condições para que ocorra tais estruturas em nanofitas magnéticas. As duas principais maneiras de fazer com que uma parede de domínio entre em movimento é aplicando um campo magnético externo ou uma corrente de spin polarizada. Neste trabalho, utilizamos apenas a segunda opção para obter o movimento da parede. Ao final, faremos uma síntese sobre a dinâmica de paredes de domínios ao injetar corrente de spin polarizada em nanofitas magnéticas.

4.1 *DOMÍNIOS MAGNÉTICOS*

O que são domínios magnéticos? Nos tempos atuais é fácil responder a esta questão por referência à observação direta. A figura 4.1, mostra a microestrutura magnética no estado de equilíbrio de diferentes amostras magnéticas visíveis com a ajuda de polarização ótica. Em todos os casos, regiões uniformemente magnetizada, assim chamadas **domínios**, são observadas ao aparecer espontaneamente dentro de amostras.

As direções da magnetização nos domínios da figura 4.1, na qual podem ser determinadas por experimentos adicionais em um campo externo, são indicados pelas setas. Na figura 4.1(a),

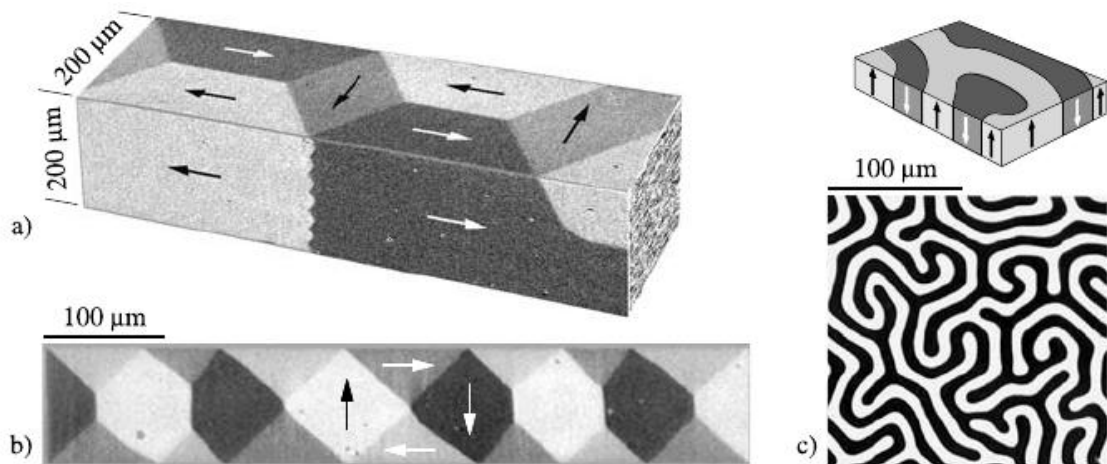


Figura 4.1 – Domínios observados com métodos de magneto-óptico em amostras magnéticas homogêneas. (a) Imagens de dois lados de uma amostra de ferro. (b) Filme fino de Permalloy (espessura 130 nm) com uma fraca anisotropia transversal. (c) Domínios em filme magnético monocristalino com anisotropia uniaxial perpendicular ao plano do filme. Figura retirada da ref. (66).

mostra dois lados de uma amostra de ferro (as duas imagens foram montadas computacionalmente juntas para criar uma aparência tridimensional). A figura 4.1(b), exibe um filme policristalino fino em que os domínios são determinados por uma fraca anisotropia uniaxial transversal. Um filme magnético monocristalino transparente com uma anisotropia uniaxial perpendicular ao plano do filme é mostrado na figura 4.1(c). As áreas pretas e brancas são magnetizadas para dentro e para fora do plano da imagem, como indicado esquematicamente. Olhando para a nitidez das imagens, não temos dúvidas sobre a realidade dos domínios. No microscópio, a situação torna-se ainda mais convincente quando os domínios são vistos se movendo sob aplicação de um campo magnético externo. No início da descoberta dos domínios magnéticos, nenhuma de suas imagens estavam disponíveis - eles foram descobertos pela teoria!

No início do século XIX, cientistas começaram a perceber que a matéria magnética consiste de magnetos elementares, em que apontavam no mesmo sentido um dos outros(66). A hipótese de Àmpere de correntes moleculares elementares é o mais conhecido exemplo de tal teoria (67). O conceito de magnetos elementares explica dois fatos experimentais bem conhecidos: a impossibilidade de isolar os polos sul e norte magnético, e o fenômeno de saturação magnética na qual todos magnetos elementares são orientados na mesma direção. Apesar da validade desta hipótese, nenhum progresso no entendimento do comportamento magnético foi

alcançado até 1905, quando Langevin (68) desenvolveu uma teoria de paramagnetismo ao usar métodos de termodinâmica estatística. Ele mostra que magnetos moleculares independentes em temperatura ambiente leva a apenas a fenômenos magnéticos fracos, e conclui que magnetismo forte deve ser devido à alguma interação entre os magnetos elementares. Apenas dois anos mais tarde, P. Weiss (69) elaborou esta ideia (causado por uma interação atrativa entre as moléculas de gás). Em analogia à “pressão interna” da teoria de Van der Waals, Weiss introduziu um campo molecular para modelar o efeito médio da interação magnética de uma forma tratável. A famosa teoria de Weiss conseguiu obter a forma geral da dependência de temperatura de saturação magnética. Ajustando a intensidade da interação de modo que a temperatura de Curie observada seja reproduzida, Weiss formalmente obteve um “campo molecular” muito grande. Muito tempo depois, Heisenberg (70) identificou a natureza deste campo no efeito de “troca” da mecânica quântica.

A teoria de Weiss também previu que o estado de saturação magnética é o estado de equilíbrio termodinâmico à temperaturas suficientemente abaixo do ponto de Curie. Campos magnéticos externos praticamente não influenciam o valor da magnetização de saturação na teoria de Weiss. Portanto, uma vez que o campo molecular de Weiss segue a direção da magnetização média, o vetor magnetização é fixado apenas em sua magnitude, enquanto suas direções permanecem arbitrárias. Esta característica da teoria de Weiss explica o fato que um pedaço de ferro pode aparecer não magnético em temperatura ambiente, muito abaixo do ponto de Curie: os vetores magnetização em diferentes partes da amostra se cancelam uns com os outros. Na figura 4.2 temos representado algumas estruturas de domínios em que a magnetização total das amostras são nulas. Em seu trabalho original, Weiss apenas mencionou a possibilidade de parte de um cristal é magnetizada em uma direção, e parte na direção oposta. Ele não introduziu um nome para a estrutura magnética em seu artigo. O termo **estrutura de domínio** universalmente adotado para a subdivisão em regiões magnetizadas uniformemente dentro de um cristal foi introduzido mais tarde.

A estrutura de domínios magnéticos resulta do balanço de várias interações presentes em materiais ferromagnéticos, como presença de anisotropias, energia de troca e principalmente

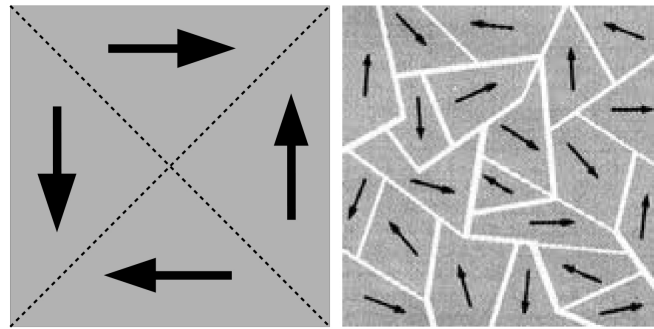


Figura 4.2 – Exemplos de estrutura de domínios que resultam em magnetização total igual a zero.

da energia dipolar. As nanopartículas magnéticas podem ter dimensões cuja configuração magnética de monodomínio seja energeticamente mais favorável. À medida que o tamanho destas partículas aumenta, acima de um determinado valor crítico, a configuração de menor energia desloca-se para uma forma com mais de um domínio magnético. Na figura 4.3, temos um esquema dos mecanismos responsáveis pela formação dos domínios. Na figura 4.3(a) temos repre-

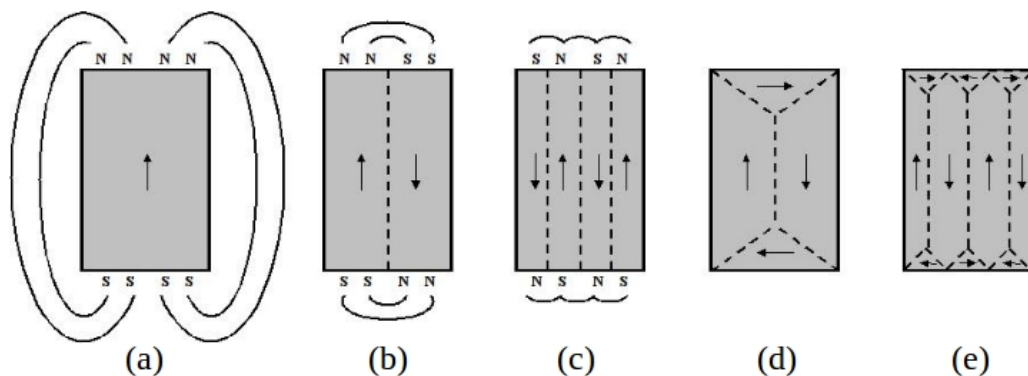


Figura 4.3 – Origem dos domínios magnéticos. Em (a) temos uma amostra que se encontra espontaneamente magnetizada em uma única direção, monodomínio. Em (b) e (c) temos exemplos de multidomínios em direções opostas. As figuras (d) e (e) consistem de amostras com domínios de fechamento. Figura retirada da ref. (71).

sentado uma amostra magnetizada espontaneamente em uma única direção (configuração monodomínio), ou seja, todos os momentos magnéticos estão orientados na mesma direção. Neste caso, são formados polos magnéticos na superfície da amostra, criando um campo magnético não apenas no material, como também originando um campo desmagnetizante intenso. Portanto, essa situação corresponde a um alto valor da energia magnetostática, dado por $\frac{1}{2}\mu_0 N_d M_s^2$, onde N_d é o fator desmagnetizante. Na figura 4.3(b), a amostra é dividida em dois domínios magnetizados, com direções opostas, isso reduz pela metade a energia magnetostática. Se-

guindo essa divisão, figura 4.3(c), caso a amostra tenha N domínios, logo a energia magnetostática irá ter uma redução de aproximadamente $1/N$ da energia magnetostática da configuração inicial dada na figura 4.3(a). No entanto, o processo de divisão não pode ocorrer indefinidamente, uma vez que entre dois domínios adjacentes existe uma região de transição chamada de parede de domínios (veremos com mais detalhes na próxima seção), as quais colaboram para o aumento da energia. Logo, os processos de divisão ocorrem até que a energia necessária para estabelecer uma parede adicional seja maior do que a redução da energia magnetostática associada com mais uma divisão. Também podem ocorrer arranjos de domínios, tal como nas figuras 4.3(d) e 4.3(e), onde se tem estruturas de fechamento, na qual possibilita uma energia magnetostática zero (72).

Embora a formação de uma estrutura de domínios seja sempre o resultado da minimização da energia, a diversidade dos domínios observados nos materiais ferromagnéticos é enorme, e há muitas estruturas cujas energias são metaestáveis. A descrição acima da formação dos domínios não explica os tipos mais complexos de domínios existentes. Deste modo, o ponto fundamental da teoria de domínios corresponde à paredes de domínio, que podem ser descritas de forma simples e elegante. Esses estudos correspondem à chave para compreender as mudanças da magnetização induzidas por campos externos.

4.2 PAREDES DE DOMÍNIO

Paredes de domínio são interfaces entre regiões de um material ferromagnético onde a magnetização espontânea tem diferentes direções. À primeira vista, poderíamos imaginar a reversão da magnetização como uma mudança abrupta, para uma parede de 180° , como mostra a figura 4.4. No entanto, não é isso que ocorre. A interface entre domínios é uma transição suave e a parede tem uma largura finita definida pelas energias de troca e anisotropia.

As paredes de domínio podem ser classificadas quanto ao ângulo da magnetização entre os dois domínios vizinhos com os momentos magnéticos da parede como mostra a figura 4.5. A

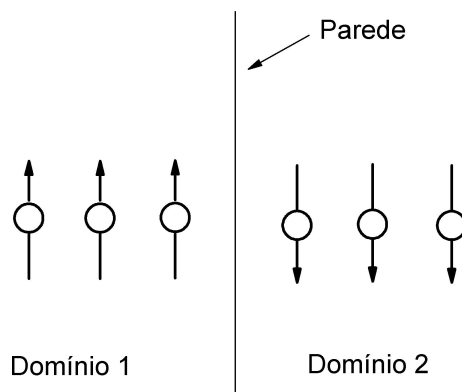


Figura 4.4 – Hipotética reversão infinitesimal de 180° entre dois domínios magnéticos.

figura 4.5(a) nos mostra o limite entre dois domínios com a magnetização sendo perpendicular um com o outro. Uma parede de domínio 180° , representa o limite entre os dois domínios com magnetização inversa, ver figura 4.5(b). Em uma mesma amostra podem ocorrer os tipos de paredes apresentado acima, como podemos ver na figura 4.5(c). Este caso é chamado de estrutura de domínios de fechamento. A ocorrência de diferentes tipos de paredes de domínios depende do arranjo cristalográfico do ferromagneto.

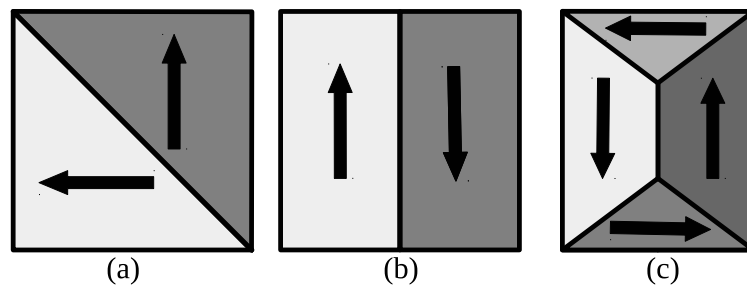


Figura 4.5 – Classificação das paredes de domínio quanto ao ângulo entre a orientação da magnetização dos domínios adjacentes. Em (a) temos representado uma parede de domínio 90° . Em (b) temos uma parede 180° e na figura (c) mostra uma estrutura de domínios de fechamento, na qual podemos observar paredes de domínio de 180° e 90° .

Outra classificação de parede de domínio está relacionada à direção de rotação da magnetização dos momentos que a compõem. Podem existir as paredes de domínio do tipo Bloch ou do tipo Néel. As paredes tipo Bloch, ver figura 4.6, correspondem às paredes em que a rotação dos momentos magnéticos ocorre saindo fora do plano dos domínios adjacentes. Por outro lado, as paredes tipo Néel, ver figura 4.7, a rotação dos momentos magnéticos ocorrem no mesmo plano dos domínios.

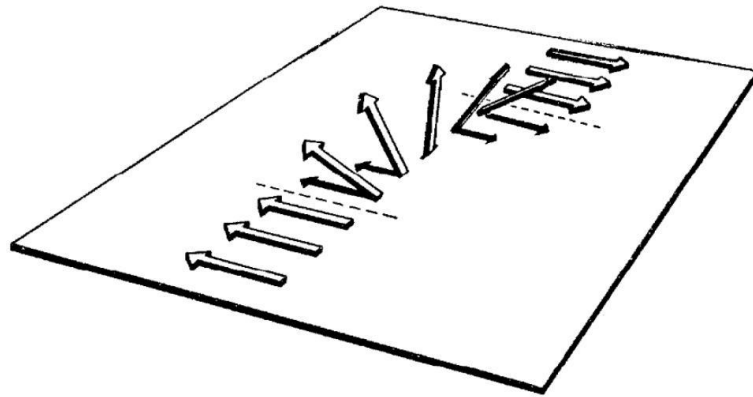


Figura 4.6 – Parede de domínio do tipo Bloch. A rotação da magnetização ocorre fora do plano dos domínios adjacentes. Figura retirada da ref. (72).

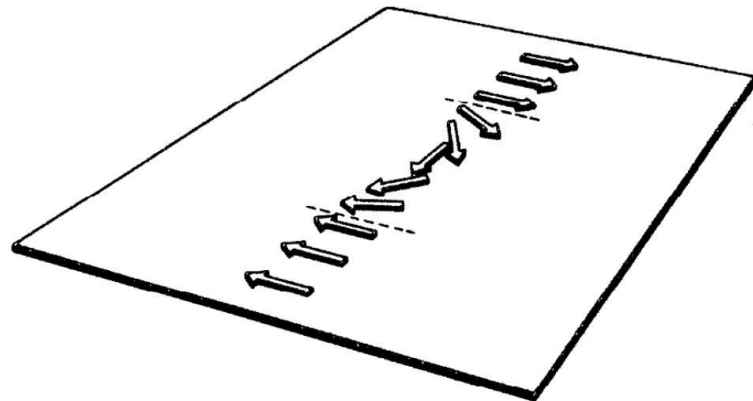


Figura 4.7 – Parede de domínio do tipo Néel. A rotação da magnetização ocorre no plano dos domínios adjacentes. Figura retirada da ref. (72).

Na parede tipo Néel, a energia por unidade de área é maior que a de Bloch, isso devido à energia de desmagnetização adicional introduzida pelos polos livres produzidos na superfície da parede (47). Essa energia adicional na parede tipo Néel, ocorre pela dificuldade do material ao manter polos magnéticos em sentidos opostos separados por uma distância muito pequena. Entretanto, caso a amostra tenha dimensões comparáveis a largura da da parede, tal como ocorre em filmes finos de materiais magnéticos, o caso se inverte, pois a parede de Néel pode ser mais favorável energeticamente.

4.3 LARGURA DA PAREDE DE DOMÍNIO

A largura da parede de domínio δ , pode ser calculada de uma forma aproximada, le-

vando em conta apenas as interações de troca e anisotropia. Dois domínios adjacentes, com as magnetizações correspondentes formando 180° , será separado por uma região de transição - uma parede de domínio de 180° , ver figura 4.8. Na região interior da parede, os momentos atômicos farão ângulos intermediários com o eixo inicial; Vamos assumir que o primeiro domínio tem seu momento apontado na direção $+z$ e o segundo na direção $-z$. Quanto mais próximo os momentos magnéticos na parede estão do paralelismo, menor será a energia de troca, o que favorece uma parede de domínio mais larga. Por outro lado, quanto menor o número de átomos na parede de domínio, menor é a energia de anisotropia, uma vez que cada momento magnético que não está direcionada na direção z contribui para o aumento da energia de anisotropia. Consequentemente, para minimizar a energia de anisotropia, é preferível ter uma parede de domínio estreita. O equilíbrio entre a energia de troca e energia de anisotropia que define a configuração de parede de menor energia (2).

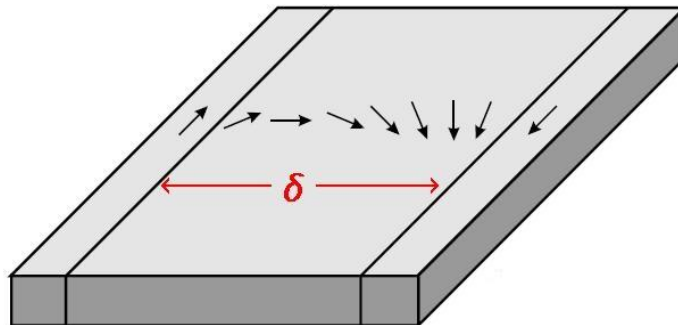


Figura 4.8 – Largura da parede de domínio δ . Para filmes finos de pequenas espessuras, a estrutura de parede tipo Néel é energeticamente predominante. Figura retirada da ref. (10).

A energia de dois spins paralelos e dado por

$$E = -2JS^2 \quad (4.1)$$

onde J é a constante de troca.

Para um arranjo não paralelo de ambos os spins \vec{S}_1 e \vec{S}_2 , onde exibem um ângulo φ entre

eles. A energia equivale a

$$\begin{aligned} E &= -2J\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \\ &= -2JS^2 \cos \varphi. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Ao aproximarmos o ângulo φ para valores muito pequenos, teremos

$$E = -2JS^2 + JS^2 \varphi^2 \quad (4.3)$$

onde usamos $\cos \varphi = 1 - \varphi^2/2$, pois expandimos $\cos \varphi$ em série e desprezamos termos de quarta ordem e de ordens superiores.

Em uma parede tipo Bloch, uma rotação de 180° ocorre sobre N spins que compõem a parede. O ângulo de rotação médio entre dois spins equivale à $\varphi = \pi/N$. Assim, a energia total de todos “eixos de spin” é dado por,

$$E = NJS^2 \varphi^2 = \pi^2 JS^2 / N \quad (4.4)$$

Se a é uma constante de rede do material, uma parede tipo Bloch exibe $1/a^2$ eixos de rotação de spin por m^2 levando à uma energia de troca de

$$E_{tr}^{PB} = JS^2 \cdot \frac{\pi^2}{Na^2} \quad (4.5)$$

Conseqüentemente, uma parede de domínio tende a um comprimento infinito ($N \rightarrow \infty$) de forma a minimizar a energia de troca. Porém, a energia de anisotropia favorece uma parede de domínio estreita. Assim, ambas contribuições de energia tentam mover a largura da parede de domínio na direção oposta. A energia de anisotropia é da ordem de K vezes o volume da parede, logo a energia de anisotropia por unidade de área da parede, será:

$$E_{cris} = \frac{1}{2} aNK \quad (4.6)$$

onde K é a constante de anisotropia efetiva e $k > 0$, assim, favorecendo um alinhamento paralelo ou antiparalelo dos spins nos dois domínios com a parede tipo Bloch entre eles. Com isso,

podemos reescrever (47)

$$E_{cris}^{PB} = \frac{1}{2}aNK \quad (4.7)$$

assim, a energia total para a parede tipo Bloch será a soma da energia de troca (eq. 4.5) com a energia magnetocristalina (eq. 4.7),

$$E^{PB} = JS^2 \frac{\pi^2}{a^2} \cdot \frac{1}{N} + \frac{1}{2}aNK. \quad (4.8)$$

O primeiro termo favorece um grande número N de spins envolvidos na parede de domínio, enquanto o segundo termo favorece um pequeno número de spins. A energia mínima pode ser determinada igualando a primeira derivada em relação a N a zero.

$$0 = \frac{dE}{dN} = \frac{1}{2}aK - JS^2 \frac{\pi^2}{a^2} \cdot \frac{1}{N^2}. \quad (4.9)$$

na qual resulta,

$$N = \pi S \sqrt{\frac{2J}{a^3 K}}. \quad (4.10)$$

A constante

$$A = \frac{2JS^2}{a} \quad (4.11)$$

representa uma medida da rigidez do vetor magnetização, que mede a dificuldade de um dado spin de desviar do campo de troca que tende a favorecer o alinhamento paralelo entre os spins. A constante A é proporcional à constante de acoplamento de troca J é medida no S.I. em J/m. A largura da parede de domínio tipo Bloch, δ , é definida como,

$$\delta = Na = \pi \sqrt{A/K}. \quad (4.12)$$

Percebemos diretamente que um alto valor de A favorece uma grande largura da parede de domínio, enquanto que uma grande magnitude da constante de anisotropia tenta reduzir a largura da parede de domínio. Valores aproximados da largura da parede tipo Bloch são 40nm, 100nm e 15nm, para Fe, Ni e Co, respectivamente (48). Podemos definir o parâmetro de largura de parede de domínio, $\Delta = \delta/\pi$, como

$$\Delta = \sqrt{A/K}. \quad (4.13)$$

Paredes de domínio exibem uma rotação contínua para o vetor magnetização entre dois domínios. Portanto, esta definição de uma largura de parede de domínio não é uniforme (66). A definição dada pela equação 4.12 é graficamente representada por W_l (largura da parede de domínio de Lilley) na figura 4.9. Uma segunda definição trata da inclinação da componente de magnetização $\text{sen } \varphi$ na origem e fornece uma largura de parede $\delta = 2\sqrt{A/K}$, representado por W_n na figura 4.9. Uma terceira maneira de definição para a largura da parede de domínio se baseia sobre o fluxo total da parede, o que leva $\int_{-\infty}^{\infty} \cos \varphi(x) dx$, representada por W_f na figura 4.9.

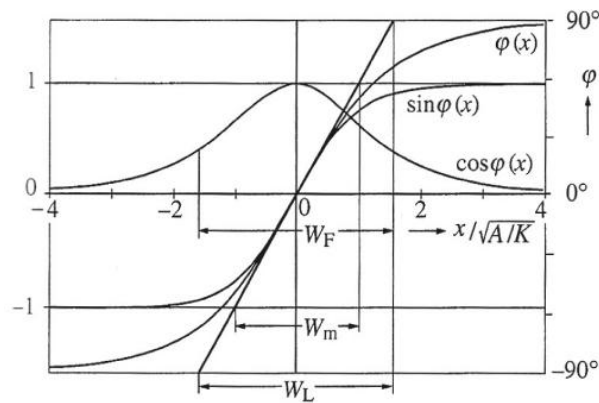


Figura 4.9 – Cálculo do perfil da parede de domínio de 180° tipo Bloch e diferentes definições citadas no texto para largura de parede. Figura retirada da ref. (66).

Embora a equação 4.12, para largura da parede, seja mais conhecida, ela não pode ser empregada na descrição de uma parede de domínio tipo Néel. Em uma parede tipo Bloch, o ângulo ϕ entre o plano que contém a magnetização e o plano definido pelas magnetizações dos domínios M_1 e M_2 (o plano yz) é constante, igual à $\pi/2$, ver figura 4.10. Em uma parede tipo Néel, $\phi = 0$, e os spins dentro da parede estão contidos no plano yz . Neste tipo de parede, a contribuição da energia magnetostática é mais relevante, uma vez que as cargas magnéticas se somam ao longo do plano dos domínios. A energia magnetostática para uma parede tipo Néel é dada por

$$E_{mag}^{PN} = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \cos \theta \quad (4.14)$$

em que θ é o ângulo entre a direção da magnetização e o eixo de simetria da parede de domínio.

A minimização da energia permite a obtenção dos parâmetros que caracterizam as paredes

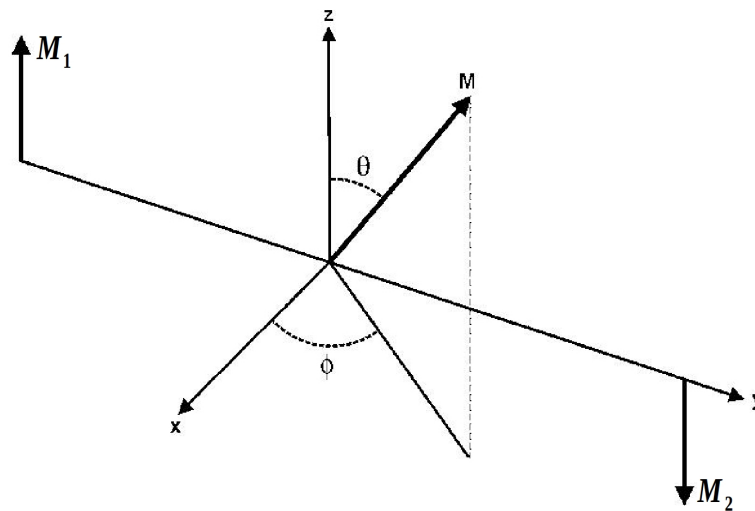


Figura 4.10 – Ângulos caracterizando a direção da magnetização \mathbf{M} dentro de uma parede de domínio 180° . Os dois domínios magnéticos adjacentes (\mathbf{M}_1 e \mathbf{M}_2) nas direções $+z$ e $-z$, e o plano da parede de domínio tipo Bloch é o plano xz . Figura modificada da ref. (2).

tipo Néel (2). A largura da parede de domínio tipo Néel é dada por

$$\delta^{PN} = \pi \sqrt{\frac{A}{K + \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2}} \quad (4.15)$$

A expressão acima exhibe a importância da energia magnetocristalina às propriedades da parede tipo Néel. Este resultado contrasta com a largura da parede tipo Bloch, equação 4.12, que não depende da magnetização de saturação M_s .

Para o caso de filmes finos, no limiar em que a espessura do filme é muito menor do que a largura da parede de Néel δ^{PN} , temos que a largura da parede pode ser escrita da seguinte forma

$$(66) \quad \delta^{PN} = \pi \sqrt{\frac{2A}{K}}. \quad (4.16)$$

A equação acima, equação 4.16, determina a largura da parede tipo Néel para materiais com vários domínios e que possuem anisotropias. No caso de nanofios de Permalloy, com espessuras reduzidas e detém anisotropia magnetocristalina desprezível, os tipos e larguras das paredes de domínio são diferentes daquelas apresentadas até agora. Neste caso, os nanofios apresentam paredes de domínio em repouso de Néel, cujas características dependem de novos parâmetros, tais como as dimensões do nanofio. Na próxima seção, trataremos com mais detalhes sobre esse assunto.

4.4 ESTRUTURAS DE PAREDE DE DOMÍNIO EM NANOFITAS MAGNÉTICAS

Na seção anterior, relatamos sobre o surgimento de domínios em amostras magnéticas e sobre a região de transição que se encontra entre dois domínios, a qual é conhecida como parede de domínio. Nesta seção, estudaremos quais estruturas essas paredes de domínio podem vir a ter e quais condições para que ocorram tais estruturas.

Ao fabricar amostras magnéticas, podem surgir novos tipos de paredes de domínio estáveis, isso porque as estruturas de spins da parede começam a ser dominadas pela geometria e não pelas propriedades de materiais intrínsecos. Isto é particularmente verdade para materiais macios (e até certo ponto, também para estruturas magnéticas policristalinas duras), onde os efeitos de anisotropia magnetocristalina e outras anisotropias dependente do material são pequenas, e a forma do elemento governa as estruturas de spins da parede de domínio. Em nanoestruturas magnéticas macias, a energia dipolar leva a um alinhamento da magnetização com as bordas das estruturas, a fim de minimizar esta energia. Assim, em amostras alongadas, tais como fios, os pontos de magnetização ao decorrer do eixo longo da amostra e, na maioria das vezes, o estado (quasi-)monodomínio constitui a configuração de magnetização de mais baixa energia. Porém, caso os spins não se encontrarem em um estado de monodomínio, existem ao menos dois domínios e uma estrutura de parede de domínio entre os domínios na amostra.

Embora existam técnicas para fabricar tais fios, eles são difíceis de fazer usando litografia convencional (feixe de elétrons, óptico, etc.). Além disso, a imagem direta de estruturas de domínios e spins de parede de domínio é difícil devido ao fato de que a magnetização é muitas vezes não homogênea em todo o fio. Concentramos, portanto, em estruturas “planas”, onde a espessura z é menor que a largura w e muito menor que o comprimento L , ($L \gg w > z$). Na literatura, tal estrutura plana alongada também é conhecida como “nanofio planar” ou “nanofita”(73). Usaremos essa última terminologia neste estudo.

Parede de domínio em tais nanofitas tem tornado o foco de intensa pesquisa recentemente, por um número de razões. Tais paredes comportam-se como quasi-partículas, na qual podem ser manipuladas, por exemplo, por campos magnéticos externos, correntes de spin polarizada e variações na geometria. Para elevadas temperaturas e paredes largas, o comportamento pode ser descrito dentro de limites clássicos e pode assim, ser modelado com técnicas de micromagnetismo clássico. Em baixas temperaturas e se um pequeno número de spins estão presentes, o comportamento quântico como o tunelamento quântico de paredes tem sido previsto (74) e para certos tipos de paredes, isto tem sido observado experimentalmente (75).

Para entender teoricamente os tipos de parede de domínio e suas estruturas de spin, precisamos considerar brevemente os termos de energia que conduzem a formação das paredes. Como dito anteriormente, a estrutura de spin de parede é um resultado do processo de minimização de energia. Sem quaisquer aplicação de campos externos e como negligenciamos anisotropias (por se tratar de Permalloy), os dois termos de energia com importância são a energia de troca, no qual é a principal energia do ferromagnetismo, e a energia devido à interação dipolar dos spins. Qualitativamente, isto significa que se a energia de troca dominar, a largura da parede deve ser ampla, de modo que exista apenas um pequeno ângulo entre os spins adjacentes, resultando em uma pequena energia de troca. Se a energia dipolar dominar, os spins tendem a ficar paralelos à estrutura da borda tanto quanto possível. Para ir além das considerações qualitativas, cálculos numéricos são necessários para verificar as estruturas de spin que constituem mínimos de energia local (estruturas de parede estável). Para os casos de paredes de domínio em nanofitas, tais simulações foram realizada por McMichael e Donahue em 1997 (76). Duas estruturas de parede de domínio foram previstas ocorrer: **Parede de domínio Transversal** (PDT), figura 4.11(a), e **Parede de domínio Vórtice** (PDV), figura 4.11(b), ambas com rotação tipo Néel devido à simetria e dimensões do material. Existe ainda, porém em menor escala, uma **Parede de Domínio Transversal Assimétrica** (PDTA), em que a parede se encontra mais inclinada em relação a um dos domínios (76). Na figura 4.12, temos uma comparação entre a estrutura das três paredes de domínio citadas acima em uma nanofita.

No caso da PDT, para reduzir a energia ainda mais, a forma da parede é assimétrica ao

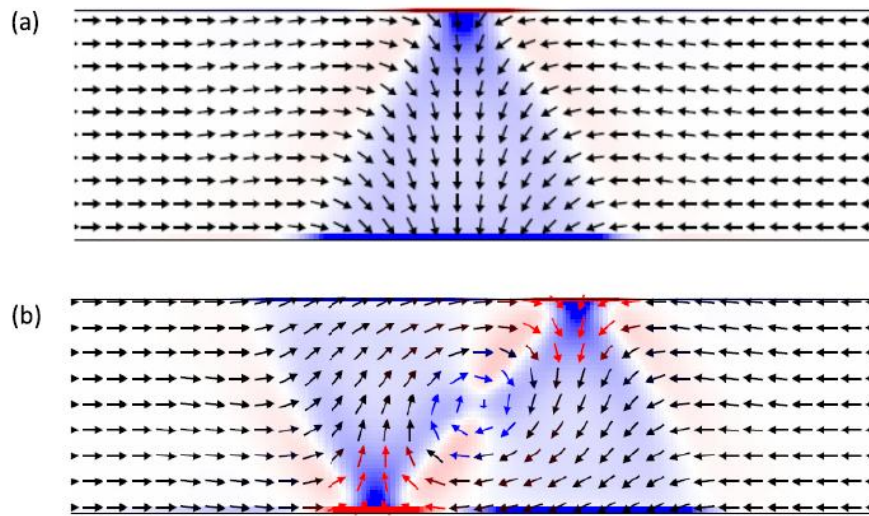


Figura 4.11 – Configuração micromagnética de (a) uma estrutura de parede de domínio transversal e (b) uma estrutura de parede de domínio tipo vórtice. Figura retirada da ref. (77).

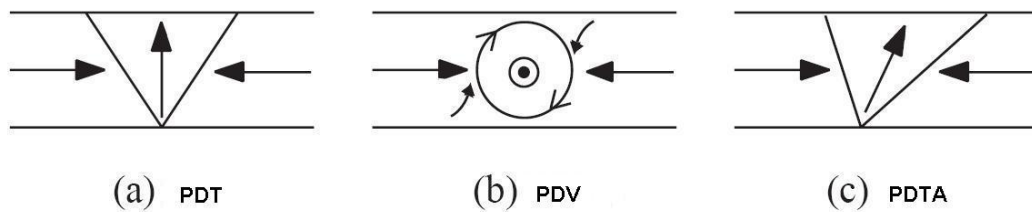


Figura 4.12 – Configuração de estruturas de paredes de domínio encontradas em nanofitas: (a) PDT; (b) PDV e (c) PDTA. Figura retirada da ref. (76).

longo do eixo-y produzindo uma parede em forma de “V” (figura 4.11(a)). A polaridade é uma propriedade estrutural que especifica o sentido da estrutura da PDT, que podem estar apontando para cima ou para baixo, em relação ao eixo da largura da nanofita, ver figura 4.13.

Para quantificar os momentos transversais da parede de domínio, definimos para $i = y, z$

$$\Lambda_i = \frac{1}{\pi S} \int m_i d^3\vec{r}. \quad (4.17)$$

que tem as dimensões de comprimento, $m_i = 1/\cosh(x/\Delta)$ e obtém-se $\Lambda_i = \Delta$. Como a seção transversal é muito plana ($w > z$), estes momentos magnéticos estão orientados no plano da nanofita magnética. No âmbito da teoria de domínio, as cargas magnéticas dentro da nanofita certamente levaria à limites de inclinação de 45° entre a parede e os domínios. A estrutura é também caracterizada por dois objetos topológicos, localizados nas bordas da nanofita (78), como descrito pelo desenho esquemático na figura 4.14. Na borda inferior da PDT, um meio

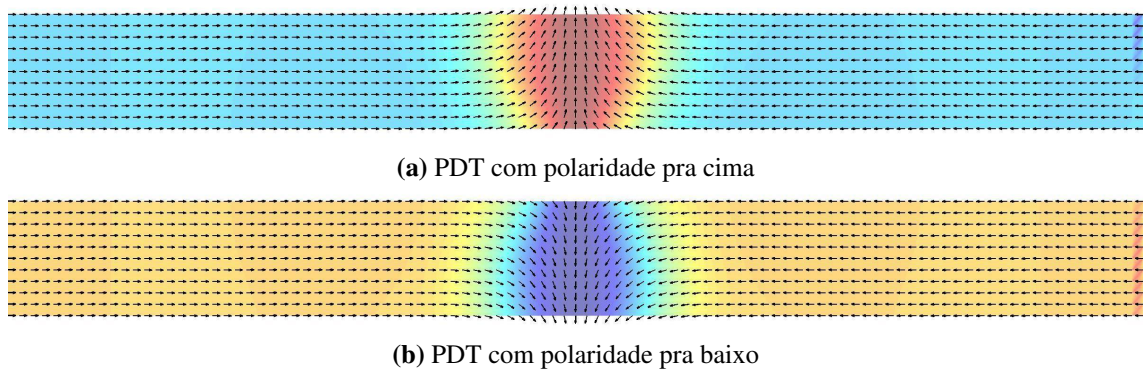


Figura 4.13 – Representação das possíveis polaridades para uma PDT. Figura retirada da ref. (46)

antivórtice está presente. Um antivórtice completo (inteiramente contido dentro da amostra) teria uma magnetização perpendicular ao plano da nanofita em seu núcleo. Entretanto, na PDT em repouso, não há vestígio de uma magnetização perpendicular ao plano da nanofita. Contudo, a componente da magnetização no plano se adequa a de um meio antivórtice. Assim, a carga topológica (número de voltas da magnetização no plano) para este objeto é $q = -1/2$ (78). Na borda superior da nanofita, existe outra estrutura topológica, trata-se de um meio vórtice

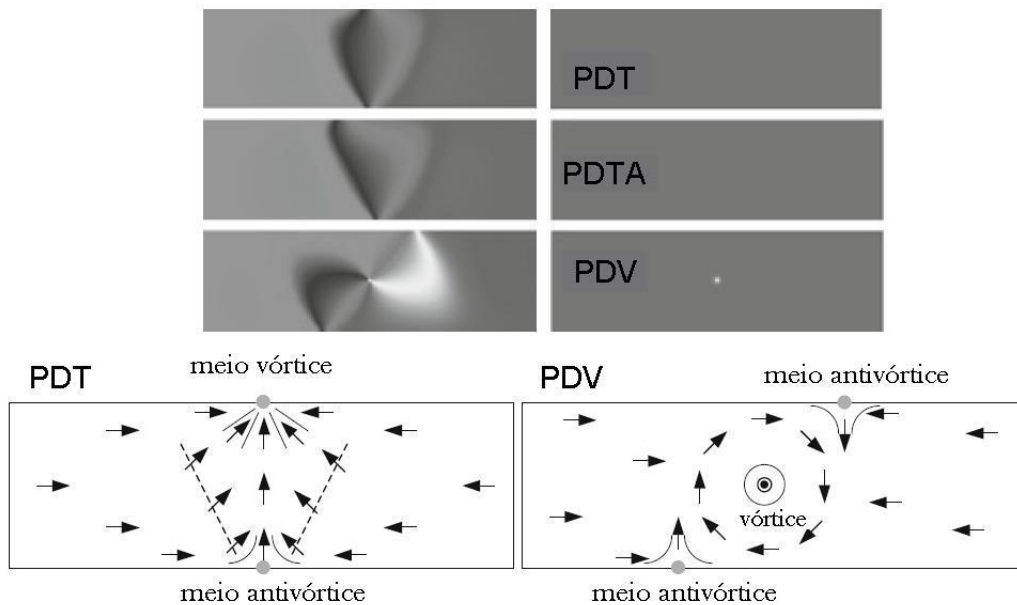


Figura 4.14 – Estruturas de paredes de domínio em um nanofio de Permalloy de $w = 300 \text{ nm}$ e $z = 5 \text{ nm}$. O esquema superior da figura apresenta a configuração da magnetização nos plano xy (à esquerda) e no eixo \hat{z} (à direita) para as três estruturas de paredes de domínio, PDV, PDT e PDTA. Na parte inferior da figura temos as estruturas topológicas encontradas nas paredes de domínio do tipo transversal e do tipo vórtice. Figura retirada da ref. (10).

“ouriço”, novamente sem núcleo, que é topologicamente equivalente à um meio vórtice. Por-

tanto, com uma carga topológica $q = +1/2$.

A estrutura de PDV não demonstra qualquer momento magnético transversal. No entanto, devido a presença do núcleo do vórtice, existe localmente uma componente perpendicular da magnetização. Como o núcleo do vórtice é pequeno, o momento perpendicular médio é muito menor do que o momento transversal da PDT. Topologicamente, a estrutura consiste em um vórtice ($q = 1$) com dois meios antivórtices, um em cada borda da nanofita, como mostrado na figura 4.14. Em termos de cargas magnéticas, a PDV espalha a carga da parede de domínio mais do que a PDT e assim reduz a energia magnetostática, à custa de uma maior energia de troca.

Há ainda uma parede de domínio transversal assimétrica, que é uma variação da parede transversal que se torna mais estável em espessuras z maiores e determinadas larguras do filme. Nela, o meio vórtice não fica alinhado com o meio antivórtice.

Em nanofios magnéticos podem ocorrer duas configurações de parede de domínio (PD) devido ao sentido em que os domínios se encontram. O primeiro é conhecido como PD “head-to-head”, em que o sentido da magnetização dos domínios é apontado para a parede. A outra configuração é chamada de PD “tail-to-tail”, onde o sentido da magnetização dos domínios está no sentido das extremidades do nanofio, saindo da parede de domínio. As duas configurações são energeticamente idênticas.

Essas três estruturas de parede de domínio (PDT, PDTA e PDV) podem ser absolutamente estáveis ou metaestáveis, dependendo da largura e espessura da nanofita. As energias para a PDT e PDV variam com a geometria e o material, e podem ser calculadas a partir de simulações. O pensamento mais intuitivo seria um cálculo analítico das energias para os dois tipos de parede em função da geometria, assim como fizeram McMichael e Donahue (76). Eles assumiram que, como primeira aproximação, a diferença nas energias de campo desmagnetizante entre os dois tipos de paredes é efetivamente o campo desmagnetizante da componente transversal na PDT, na qual está menos presente na PDV. Segundo cálculos realizados pelos autores, essa diferença de energia de campo desmagnetizante é dada por,

$$\Delta E_{CD} \approx -\frac{1}{8}\mu_0 M_s^2 z^2 w \quad (4.18)$$

onde M_s é a magnetização de saturação, z é a espessura e w a largura da nanofita (76). Para a diferença entre as energias de troca, eles assumiram que é dada pelo vórtice na PDV, que produzidos

$$\Delta E_{tr} \approx 2\pi z A \ln \frac{r_{max}}{r_{min}} \quad (4.19)$$

onde A é a rigidez de troca, r_{max} é o raio externo do vórtice, que é a metade da largura da fita e r_{min} é o raio interno do vórtice, o qual é dado pelo raio do núcleo do vórtice. A partir disso deduziram um diagrama de fase onde o tipo de parede favorável energeticamente é determinado em função da geometria da nanofita (largura, espessura). Em particular, para obter o limite de fase, que constitui a região onde mais de uma parede é favorável, a soma das diferenças de energia é definida como zero (ambas paredes tem a mesma energia), ver figura 4.15. Desprezando a fraca dependência logarítmica, isto produz $w \cdot z \approx cte$, com a constante dependendo do material, que significa um diagrama largura versus espessura, o limite de fase é uma hipérbole. Estes cálculos foram depois refinados por Nakatani e Thiaville (79) e eles encontraram, além de estruturas de PDT, também PDVA que contém a mínima energia em uma série de geometrias, ver figura 4.16.

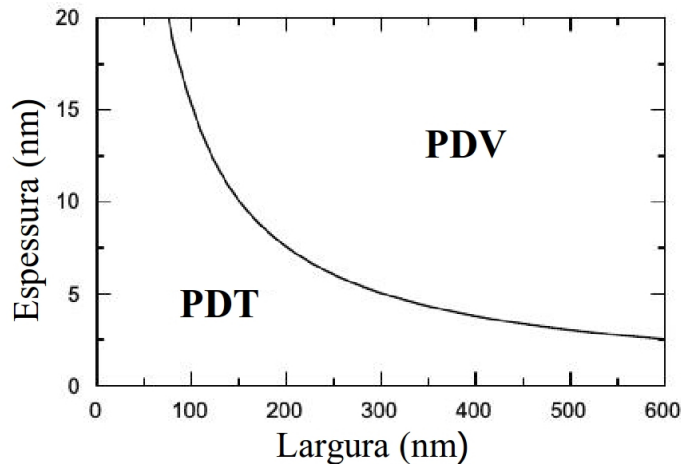


Figura 4.15 – Diagrama de fase para as estruturas de PDV e PDT. Figura modificada da ref. (80).

Essa metaestabilidade é devido à existência de uma barreira de energia. De fato, afim de transformar uma PDV em uma PDT, o vórtice tem de sair de sua posição no centro da nanofita e ser expelido em uma das bordas da nanofita, onde se encontra em seu estado de menor energia. Similarmente, para transformar uma PDT em uma PDV o meio vórtice “ouriço” tem de deixar

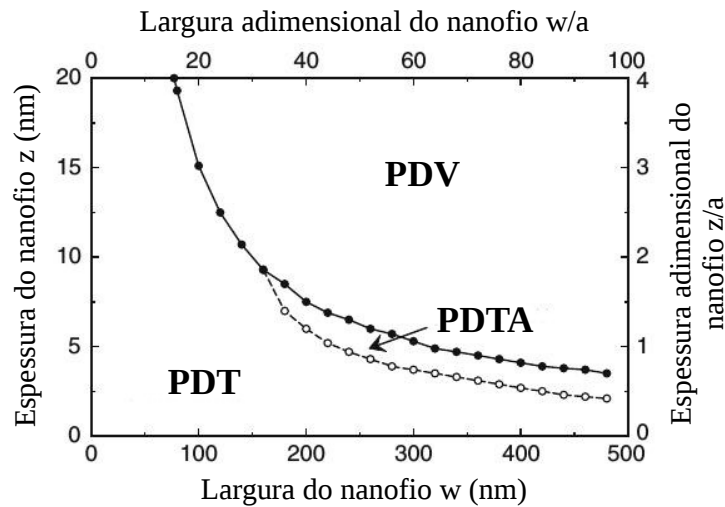


Figura 4.16 – Diagrama de fase para as estruturas de PDV, PDT e PDTA. Figura modificada da ref. (81).

a borda da nanofita, assim criando o núcleo do vórtice com magnetização perpendicular que realiza a maior parte do vórtice. Além disso, acima de algumas espessuras, a PDT se transforma em uma PDTA. Uma barreira de energia para este processo não tem sido vista nos cálculos numéricos, embora o estado de PDT pode ser obtido acima desta segunda linha de transição por simetria (81). Na verdade, essa transição pode ser realizada através de um deslocamento do centro da parede de domínio ao longo do comprimento da nanofita, variando sua posição sobre a largura da nanofita.

Para nanofitas com grandes dimensões, principalmente com grandes espessuras, começam a surgir estruturas de parede de domínio muito complexas. Essas situações não serão abordadas nesta tese.

No caso de nanofitas de Permalloy, onde pode-se desprezar anisotropias, a largura da parede de domínio não segue a equação 4.16. Temos que a espessura e largura do nanofio passam a ter um papel predominante. Como nas nanofitas mais finas predomina-se a PDT tipo Néel, o parâmetro de largura da parede, Δ , aumenta com o aumento da largura do nanofita w (79). Temos que para uma PDT o parâmetro de largura é aproximadamente

$$\Delta = \frac{w}{\pi}. \quad (4.20)$$

Quando se trata de uma estrutura de PDV, temos que o parâmetro de largura torna-se

$$\Delta = \frac{3w}{4} . \quad (4.21)$$

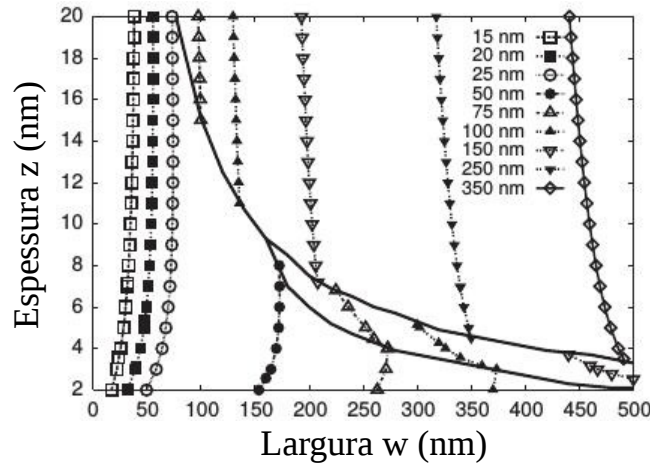


Figura 4.17 – Diagrama do parâmetro de largura da parede em função da espessura z e da largura da nanofita. A linha contínua representa o diagrama de fase para as estruturas de PDV, PDT e PDTA. Figura modificada da ref. (79).

Na figura 4.17, temos uma representação gráfica do parâmetro de largura de uma nanofita de Permalloy (79). Para ambas estruturas de PDT e PDV, o parâmetro de largura Δ aumenta com o aumento da largura w da nanofita, porém depende fracamente da espessura z da nanofita. No caso da PDTA, o parâmetro de largura aumenta tanto com o aumento da largura quanto com o aumento da espessura da nanofita.

4.5 PROPAGAÇÃO DE PAREDE DE DOMÍNIO POR UMA CORRENTE POLARIZADA EM SPIN

Como vimos em seções anteriores, um metal ferromagnético é usualmente subdividido em domínios de diferentes orientações do vetor magnetização. Nas regiões de transição temos as chamadas paredes de domínio, podendo ter diferentes estruturas. Em particular, vimos

que em nanofitas podem ocorrer estruturas de PDV, PDT e PDTA, onde a configuração da parede de domínio irá depender, principalmente, de suas dimensões. Para aplicação dessa teoria, muito usual para sistemas de memórias, é necessário o movimento e controle dessas paredes de domínio. As duas principais maneiras de fazer com que uma parede de domínio entre em movimento é aplicando um campo magnético externo ou uma corrente de spin polarizada. Neste trabalho, não trataremos sobre aplicação de campo magnético em nanofitas, mas nas ref.(10, 46, 81, 82) temos um amplo estudo sobre o assunto. Em nosso trabalho, trataremos de uma única parede de domínio em uma nanofita conduzida por uma corrente de spin polarizada.

Quando uma corrente, que é naturalmente polarizada em uma nanofita ferromagnética, atravessa uma região em que se encontra a parede de domínio, a interação de troca alinha a direção do spin do elétron de condução na direção da magnetização local. Como a interação de troca conserva o spin total, este momento angular tem de ser transferido à magnetização local. Este fenômeno é equivalente a um torque atuando na magnetização, resultando em um deslocamento da parede de domínio.

O deslocamento de uma única PDV antes e após a aplicação de corrente de spin polarizada, foi inicialmente fotografada por Yamaguchi *et al.*(23), onde utilizaram Microscopia de Força Magnética (MFM). Em um nanofio em formato de L, os autores inicialmente aplicaram um campo magnético no intuito de alinhar a magnetização em uma única direção ao longo do fio. Então, uma única parede de domínio foi introduzida ao aplicar um outro campo magnético. Com isso, na ausência de campos magnéticos, foram realizadas imagens da existência da parede de domínio na proximidade do canto da nanofita, como mostra a figura 4.18(a). A parede de domínio está mostrada como um contraste brilhante na figura 4.18(a), que corresponde ao campo desmagnetizante de carga magnética positiva. Neste caso, o esquema formado foi de uma parede de domínio “head-to-head”, como esquematizado na figura 4.18(d).

Após a observação da figura 4.18(a), um pulso cuja densidade de corrente de $7.0 \times 10^{11} \text{ Am}^{-2}$ e com duração de $5 \mu\text{s}$ foi aplicado através do nanofio na ausência de um campo magnético. A figura 4.18(b) mostra a imagem MFM após a aplicação do pulso de corrente (sentido da

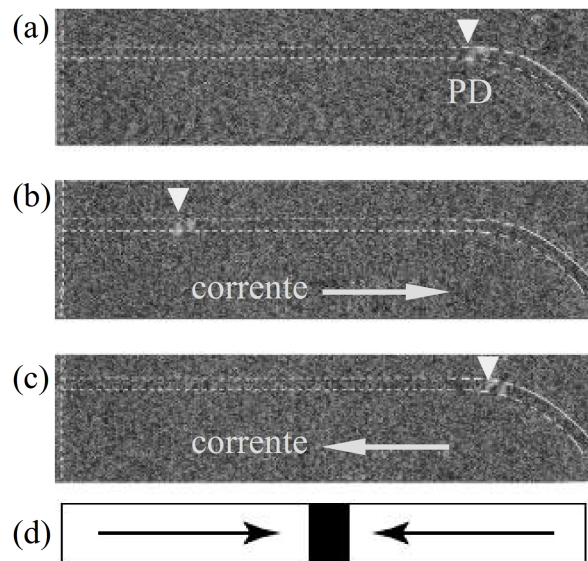


Figura 4.18 – (a) Imagem MFM após introdução de uma parede de domínio (PD) “head-to-head”. A PD é fotografada como um contraste brilhante, cujo contém uma carga magnética positiva. (b) Imagem MFM após aplicação de uma corrente elétrica da esquerda para direita. A PD é deslocada da direita para esquerda. (c) Imagem MFM após aplicação de uma corrente elétrica da direita para esquerda. Temos um deslocamento da PD da esquerda para direita. (d) Ilustração esquemática de uma estrutura de PD “head-to-head”. Figura modificada da ref. (23).

esquerda para direita). A parede de domínio foi deslocada de sua posição inicial, da direita para esquerda. Assim, o sentido do movimento da parede de domínio é oposto ao sentido da corrente. Além disso, o sentido do movimento da parede de domínio pode ser invertido ao mudar o sentido da corrente como mostrado na Figura 4.18(c). Estes resultados são consistentes com o mecanismo de transferência de spin proposto por Luc Berger(51, 83).

Os mesmos experimentos foram realizados pelos autores para uma parede de domínio “tail-to-tail”. Esta parede foi gerada em um nanofio com as mesmas dimensões realizadas para a parede de domínio “head-to-head” anterior. A parede de domínio introduzida no nanofio é mostrada na figura 4.19(a) como um contraste escuro, o qual indica que uma parede de domínio “tail-to-tail” é formada como mostrado esquematicamente na figura 4.19(d). As figura 4.19(a-c) mostram que o sentido do movimento da parede de domínio é também oposto ao sentido da corrente. O fato de ambas paredes de domínio “head-to-head” e “tail-to-tail” serem deslocadas em sentidos opostos ao sentido da corrente aplicada indica claramente que o movimento da parede de domínio não é causado pelo campo Oersted(81).

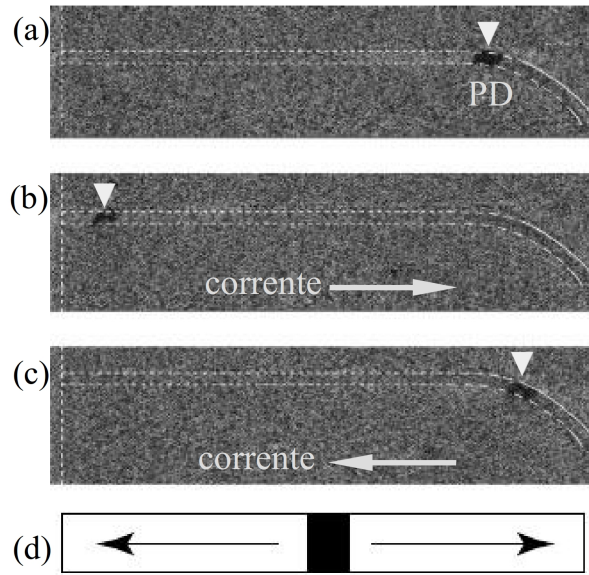


Figura 4.19 – (a) Imagem MFM após introdução de uma parede de domínio (PD) “tail-to-tail”. A PD é fotografada como um contraste escuro, que contém uma carga magnética negativa. (b) Imagem MFM após aplicação de uma corrente elétrica da esquerda para direita. A PD é deslocada da direita para esquerda. (c) Imagem MFM após aplicação de uma corrente elétrica da direita para esquerda. Temos um deslocamento da PD da esquerda para direita. (d) Ilustração esquemática de uma estrutura de PD “tail-to-tail”. Figura modificada da ref. (23).

O deslocamento da parede de domínio é proporcional à duração do pulso e a velocidade da parede aumenta com o aumento da densidade da corrente(23). Podem ocorrer também a existência de sistemas que contenham corrente de spins e campo magnéticos aplicados juntos. Neste caso, o efeito de corrente varia dependendo da intensidade do campo magnético aplicado.

Quantitativamente, para estudar o efeito da corrente de spin polarizada no movimento da parede de domínio, é necessário introduzir nas equações de movimento da parede dois termos adicionais, discutidos na seção 3.2. Teoricamente, os autores S. Zhang e Z. Li(53) propuseram uma equação para velocidade inicial da parede, dada por

$$v(0) = -\frac{1}{1 + \alpha^2} [\alpha \gamma H_{ext} W(0) + v_j + \alpha c_j] \quad (4.22)$$

enquanto a velocidade terminal (ou final) da parede de domínio é definida por

$$v_T \equiv v(\infty) = -\frac{1}{\alpha} [\alpha H_{ext} W(\infty) + c_j] \quad (4.23)$$

onde $W(\infty)$ é a largura da parede em velocidade final, que é levemente menor do que a largura da parede de Néel inicial $W(0)$. As equações 4.22 e 4.23 revelam os diferentes papéis

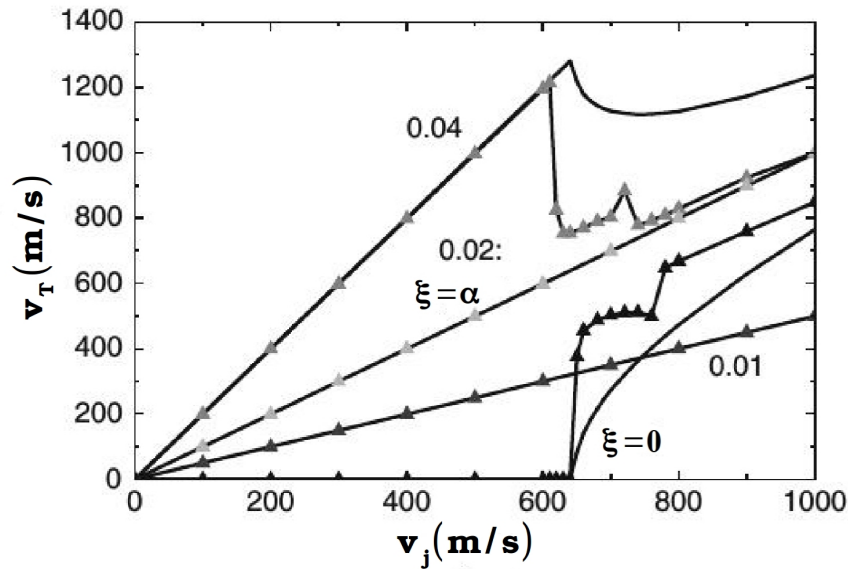


Figura 4.20 – Velocidade de uma PDV em uma nanofita, livre de qualquer defeito, em função de corrente constante representada pela velocidade equivalente v_j , com o coeficiente não adiabático ξ como um parâmetro. Foi utilizado um parâmetro de amortecimento $\alpha = 0.02$. Como explicado no texto, o gráfico se aplica também à PDT. Figura modificada da ref. (84).

desempenhados pelos torques de spin adiabático (termo v_j) e não adiabático (termo c_j): o torque adiabático é mais importante para o movimento inicial da parede, enquanto que o torque não adiabático controla a velocidade terminal da parede de domínio. A propagação da parede de domínio é mostrada na figura 4.20(84). O comportamento da parede depende do parâmetro não adiabático ξ . Para o caso puramente adiabático ($\xi = 0$), existe um valor crítico de v_j , portanto há também uma densidade de corrente crítica j_c , em que abaixo desse valor crítico não há movimento de parede de domínio estável(2). No caso de existir a relaxação de spin ($\xi \neq 0$), a densidade de corrente crítica é reduzida a zero para um nanofio ideal e a velocidade aumenta, no início linearmente com a densidade de corrente. Para o caso $\xi = \alpha$, a velocidade aumenta sempre linearmente (velocidade terminal igual a v_j) e a parede não é deformada. Para $\xi \neq 0$ e $\xi \neq \alpha$ a velocidade terminal segue uma escala de $\frac{\xi}{\alpha} \cdot v_j$ até um pico de densidade de corrente Walker. Acima disto, as transformações de parede são definidas de forma análoga ao caso do movimento da parede de domínio induzida por campo magnético e para altas densidades de corrente a velocidade se aproxima de v_j . O gráfico da figura 4.20 pode ser aplicado tanto para PDT quanto para PDV.

Além das equações descritas acima para as velocidade de paredes de domínio, uma outra maneira de calcular a velocidade da parede de domínio transversal foi proposta por D. Porter e M. Donahue(85), que utilizaram os resultados via simulações micromagnéticas para incluir a dependência da velocidade tanto em relação à largura e espessura do nanofio, quanto à intensidade de um campo magnético externo aplicado. Em nosso caso, inclui a dependência da corrente elétrica polarizada em spin. Como a PDT mantém sua forma enquanto se movimenta abaixo de uma velocidade crítica, a sua magnetização permanece constante ao longo da nanofita magnética. A região de domínio magnético tem magnetização ao longo da nanofita e em sentido contrário nos lados opostos da parede. Essas características nos levam a calcular a velocidade $v(t)$ da parede através da derivada da média da magnetização da nanofita ao longo de seu comprimento no tempo. Assim,

$$v(t) = \frac{L}{2} \frac{d\langle m_x(t) \rangle}{dt} \quad (4.24)$$

onde $L/2$ é a metade do comprimento do nanofio e $\langle m_x(t) \rangle$ representa a média da magnetização em x na nanofita no instante t .

Quanto maior for a intensidade da corrente de spin polarizada, maior será a velocidade da parede de domínio. No entanto, um dos problemas que podem surgir na aplicação dessas altas correntes é o aquecimento que pode ser provocado na amostra, isso devido ao efeito Joule(23). Este efeito implica em uma redução da eficiência do método, ou até mesmo a desmagnetização da nanofita.

5 *RESULTADOS E DISCUSSÕES*

Neste capítulo são apresentados nossos resultados de simulações para a dinâmica de uma parede de domínio transversal (PDT) quando é aplicado o pulso de corrente elétrica polarizada em spin ao longo de nanofitas magnéticas. Estudamos mecanismos de desprender uma PDT localizada no centro da nanofita, na presença de uma impureza magnética fixada praticamente no centro geométrico da nanofita magnética. Ao final, utilizando uma distribuição linear de impurezas magnéticas, como armadilhas para aprisionar uma PDT em nanofitas magnéticas, obtivemos o controle da posição da parede ao aplicar pulsos de baixas intensidades e de curta duração.

5.1 *DINÂMICA DE UMA PDT SEM A PRESENÇA DE IMPUREZAS*

Em nossas simulações, escolhemos uma nanofita de Permalloy-79 ($Ni_{79}Fe_{29}$) de dimensões fixas, de comprimento $L = 2500$ nm, largura $w = 30$ nm e espessura $z = 5$ nm. Utilizamos os seguintes parâmetros: a magnetização de saturação $M_s = 8.6 \times 10^5$ A/m, a rigidez de troca $A = 1.3 \times 10^{-11}$ J/m, a constante de amortecimento de Gilberto $\alpha = 0.01$ e sem anisotropia. Nossa célula de trabalho tem um volume de $5 \times 5 \times 5$ nm³. Uma parede de domínio transversal, com configuração “head-to-head”, foi inserida no meio da nanofita. A partir desta configuração inicial dos momentos magnéticos, integramos a equação LLG padrão e não aplicamos qualquer

campo externo ao sistema, como por exemplo, aplicação de campo magnético ou injeção de corrente elétrica polarizada em spin. Nessas condições, a evolução temporal do sistema tende a uma configuração de energia local mínima, ver figura 5.1.

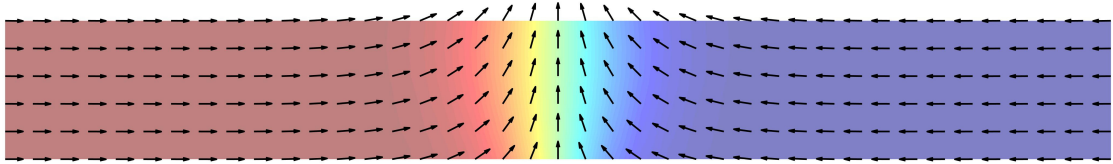


Figura 5.1 – Figura esquemática da configuração inicial de uma nanofita ferromagnética contendo uma parede de domínio transversal em seu centro. Esta configuração é o estado final de equilíbrio dos momentos magnéticos. Nesta imagem, a nanofita foi cortada para uma melhor visualização.

Após atingir o estado final de equilíbrio dos momentos magnéticos, medimos a velocidade da PDT sob a ação de uma corrente elétrica polarizada em spin aplicada ao longo da nanofita. Variamos a densidade de corrente elétrica polarizada em spin j_e no intervalo $(0.4 \leq j_e \leq 1.4) \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ e os valores para a constante não adiabática, $\xi = 0.005, 0.01$ e 0.02 . Escolhemos a polaridade de corrente de spin $P = 0.5(86)$. Vale ressaltar que usamos nosso código fonte desenvolvido pelo grupo escrito na linguagem Fortran 90. Afim de verificar nosso código, comparamos os resultados das velocidades inicial e terminal das PDT com os valores teóricos dados pelas equações 4.22 e 4.23 (53).

Como nosso sistema não contém aplicação de campo magnético externo, a equação 4.22 que fornece as velocidades iniciais, pode ser reescrita,

$$v(0) = -\frac{1}{1 + \alpha^2} [v_j + \alpha c_j] \approx v_j, \quad (5.1)$$

onde foi desprezado último termo αc_j , pois este é muito pequeno. O mesmo pode ser feito para o termo α^2 . Além disso, a equação 4.23 da velocidade terminal, pode ser reescrita da seguinte maneira

$$v_T \approx -\frac{c_j}{\alpha},$$

lembrando que (ver seção 3.2) $c_j = \xi v_j$, então

$$v_T \approx \frac{\xi v_j}{\alpha}. \quad (5.2)$$

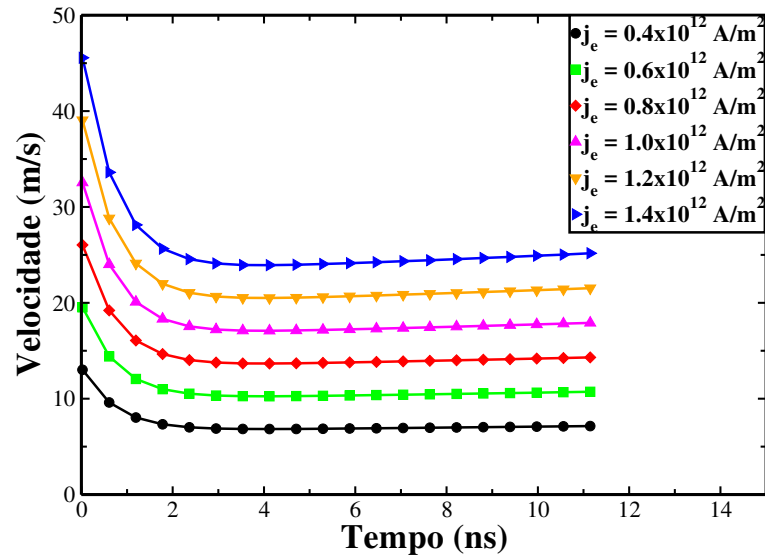


Figura 5.2 – Gráfico Velocidade \times Tempo de uma PDT ao longo de uma nanofita magnética. Foram utilizadas nessas simulações os valores de $\xi = 0.005$, $\alpha = 0.01$ e $(0.4 \leq j_e \leq 1.4) \times 10^{12} \text{ A/m}^2$.

A figura 5.2, mostra os resultados obtidos de nossas simulações para a velocidade da PDT ao longo da nanofita magnética, usando uma constante não adiabática de valor $\xi = 0.005$, isto é, metade do valor utilizado para a constante de amortecimento, $\alpha = 0.01$. Como podemos perceber, a média da velocidade final tem um valor menor do que sua velocidade inicial. Como esperado, este comportamento ocorre para todas as densidades de corrente estudadas.

Na figura 5.3, comparamos os resultados obtidos das simulações com os valores obtidos usando as equações 5.1 e 5.2. Ao comparar os resultados para cada densidade de corrente j_e , percebemos que os resultados são próximos, onde a maior diferença é em torno de 8%. Como podemos observar na figura 5.2, a velocidade da PDT permanece aproximadamente constante para tempos superiores a 2 ns. Assim, calculamos a média da velocidade terminal no restante do tempo para cada densidade de corrente.

Repetimos o mesmo estudo para $\xi = 0.01$, ou seja $v(0) \approx v_T$. A figura 5.4(a) mostra os resultados de nossas simulações, onde podemos observar que a velocidade é aproximadamente constante, o que está de acordo com o resultado obtido pela equação 5.2. Podemos perceber uma pequena inclinação nas curvas do gráfico. Isso ocorre, pois ao passo que a PDT se aproxima da extremidade da nanofita, a mesma sofre um aumento de sua velocidade, devido ao efeito de borda.

$j_e(\text{A/m}^2)$	$V(0)$ Teórica (m/s)	$V(0)$ simulação (m/s)
0.4×10^{12}	14.00	13.02
0.6×10^{12}	21.00	19.53
0.8×10^{12}	28.00	26.03
1.0×10^{12}	35.00	32.05
1.2×10^{12}	42.00	39.05
1.4×10^{12}	49.00	45.6

(a) Velocidades inicial

$j_e(\text{A/m}^2)$	V_T Teórica (m/s)	$\langle V_T \rangle$ simulação (m/s)
0.4×10^{12}	7.00	7.17
0.6×10^{12}	10.50	10.45
0.8×10^{12}	14.00	13.95
1.0×10^{12}	17.50	17.45
1.2×10^{12}	21.00	20.94
1.4×10^{12}	24.50	24.45

(b) Velocidades final

Figura 5.3 – Tabelas com resultados de velocidades iniciais e finais de uma PDT ao longo de uma nanofita. Para os cálculos das velocidades, foram utilizados $\xi = 0.005$, $\alpha = 0.01$ e $(0.4 \leq j_e \leq 1.4) \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. Em cada tabela, uma comparação dos resultados de nossas simulações com os valores obtidos usando as equações 5.1 e 5.2.

Na figura 5.4(b), novamente comparamos a equação 5.2 com os resultados obtidos em nossas simulações. Podemos ver que os valores encontrados são muito próximos, com um erro em torno de 1%. Uma tabela para velocidades iniciais não foi necessário, pois os valores são praticamente idênticos para o caso anterior, pois não dependem de ξ .

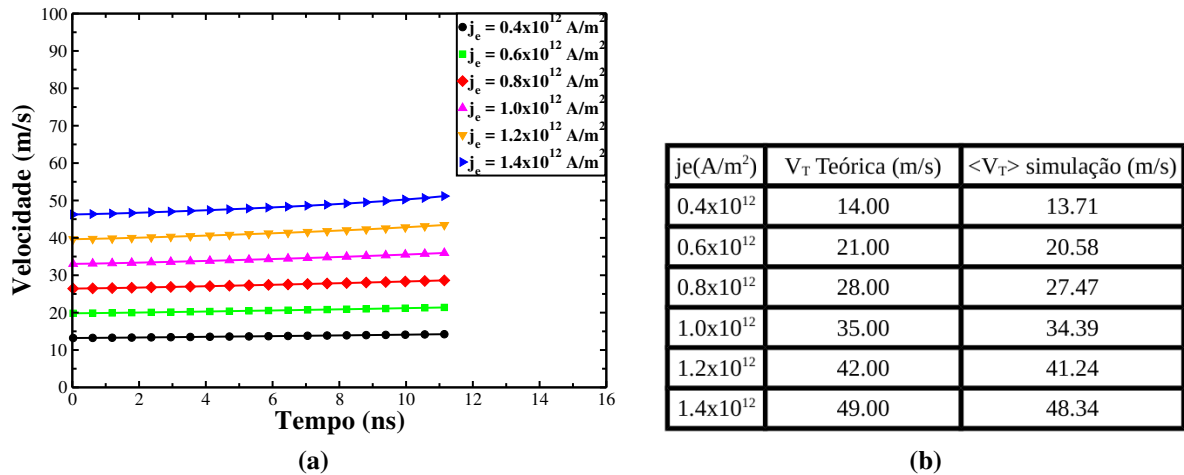
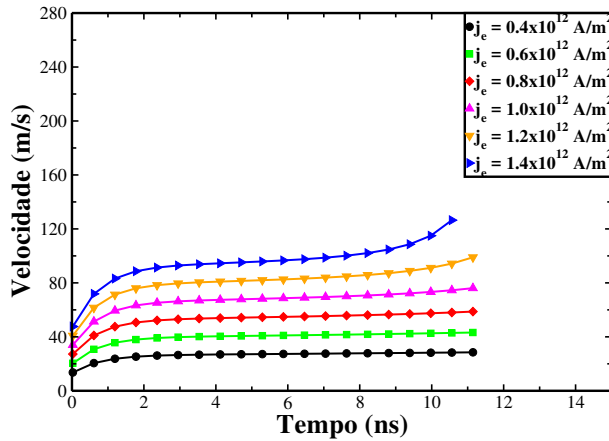


Figura 5.4 – A figura (a), mostra um gráfico Velocidade \times Tempo de uma PDT ao longo de uma nanofita magnética. Foram utilizadas nessas simulações os valores de $\xi = 0.01$, $\alpha = 0.01$ e $(0.4 \leq j_e \leq 1.4) \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. Na figura (b), temos uma tabela com as velocidades terminais para cada densidade de corrente, obtidas usando da equação teórica, equação 5.2, e com os resultados obtidos das simulações.

Por fim, na figura 5.5 mostramos nossos resultados para $\xi = 0.02$. Como é mostrado na tabela da figura 5.5, os nossos resultados estão bem próximos dos valores esperados com um erro de aproximadamente 1%.

Ao analisarmos todos os resultados acima, podemos concluir que os resultados de nossas

simulações foram bastante satisfatórios. Assim, podemos prosseguir com os estudos pesquisando a dinâmica de uma PDT em uma nanofita magnética ao injetarmos uma corrente elétrica polarizada em spin. Nosso próximo passo é inserir uma impureza magnética capaz de fixar uma PDT e usar pulsos de corrente elétrica polarizada em spin para desprende-la.



(a)

$j_e(\text{A/m}^2)$	V_T Teórica (m/s)	$\langle V_T \rangle$ simulação (m/s)
0.4×10^{12}	28.00	27.65
0.6×10^{12}	42.00	41.61
0.8×10^{12}	56.00	55.82
1.0×10^{12}	70.00	70.51
1.2×10^{12}	84.00	84.37
1.4×10^{12}	98.00	97.46

(b)

Figura 5.5 – A figura (a), mostra um gráfico Velocidade \times Tempo de uma PDT ao longo de uma nanofita magnética. Foram utilizadas nessas simulações os valores de $\xi = 0.02$, $\alpha = 0.01$ e $(0.4 \leq j_e \leq 1.4) \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. Na figura (b), temos uma tabela com as velocidades terminais para cada densidade de corrente, usando a equação 5.2, e com os resultados obtidos das simulações.

5.2 MECANISMO DE DESPRENDER UMA PDT NA PRESENÇA DE UMA IMPUREZA MAGNÉTICA

Sabemos que uma impureza magnética pode atuar como um sítio de aprisionamento para a parede de domínio, ver seção 3.6. Assim, no intuito de propor um modelo de armadilha para a PDT usando impurezas magnéticas, é essencial o conhecimento da interação entre PDT e essas impureza magnética em função da distância entre eles.

Para calcular essa interação, inicialmente introduzimos a PDT no centro de nossa nanofita e adicionamos uma impureza magnética praticamente no centro geométrico da nanofita, ver figura 5.6. Como visto na seção 3.6, a intensidade dessa interação vai depender do valor da variação local J'/J . Para cada valor J'/J , variamos apenas a posição da impureza ao longo do eixo x da nanofita. Essa variação da posição da impureza magnética ocorre a cada parâmetro de

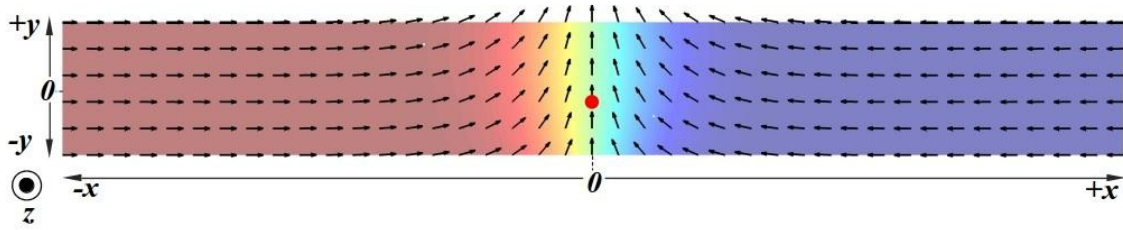


Figura 5.6 – Figura esquemática da configuração inicial de uma nanofita ferromagnética contendo uma parede de domínio transversal aprisionada em uma impureza magnética (círculo vermelho) localizada praticamente no centro geométrico do sistema $(0, -2.5 \text{ nm}, 0)$. Nesta imagem, a nanofita foi cortada para uma melhor visualização.

rede, ou seja, a cada 5 nm. Para cada parâmetro de rede que a impureza é deslocada, calculamos a energia interna total do sistema $E(x)$. A energia $E(x \rightarrow \infty)$ tende a um valor constante, pois não ocorre mais a interação entre a PDT e a impureza magnética. Assim, podemos calcular a energia de interação $E_{int}(x)$ usando a seguinte expressão

$$E_{int}(x) = E(x) - E(x \rightarrow \infty). \quad (5.3)$$

A figura 5.7, mostra a energia de interação em função do deslocamento da impureza para alguns valores de J'/J . Como pode ser observado a PDT pode ser considerada despreendida quando a energia de interação tende a zero, isso ocorre em $x \approx 60 \text{ nm}$. Podemos ver que a energia de interação de aprisionamento aumenta, quando a variação local J'/J diminui. Vale ressaltar, que

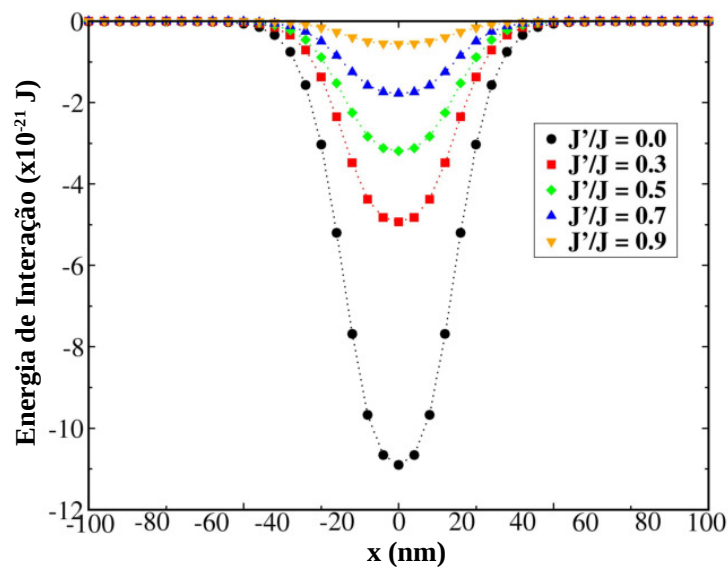


Figura 5.7 – Energia de interação entre a PDT e uma impureza magnética em função do deslocamento da impureza, x .

antes de calcular a energia de interação entre a PDT e a impureza magnética, escolhemos como condição inicial para nosso sistema uma PDT localizada exatamente no meio da nanofita sem qualquer tipo de impureza. Integramos a equação de movimento dos momentos magnéticos, equação LLG padrão, com a constante de amortecimento $\alpha = 0.01$ e não utilizamos qualquer campo externo aplicada ao sistema (campo magnético ou corrente), do mesmo modo como realizado na seção anterior. Com a evolução temporal dos momentos nessas condições, o sistema tende à uma configuração de equilíbrio.

5.2.1 Estudo para Desprender uma PDT Aplicando uma Corrente Constante e Pulso Unipolar

Para estudar o mecanismo para desprender uma PDT fixada em uma impureza magnética, localizada praticamente no centro da nanofita (ver figura 5.6), usamos valores de densidade de corrente constante no intervalo $(0.1 \leq j_e \leq 2.0) \times 10^{12} \text{ A/m}^2$, onde o valor máximo $j_e^{max} = 2.0 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ foi escolhido, a fim de reduzir o efeito Joule no sistema(23). Essa densidade de corrente foi aplicada ao longo da nanofita, no sentido negativo do eixo x . Utilizamos o valor da constante não adiabática $\xi = 0.015$.

Na figura 5.8, temos os resultados de nossas simulações para a posição da PDT em função do tempo para valores de $J'/J = 0.3, 0.47$ e 0.7 . Utilizamos o valor $J'/J = 0.3$, pois sua energia de interação não é tão forte quanto para $J'/J = 0.0$. Enquanto que o valor $J'/J = 0.7$ foi escolhido, pois sua energia de interação não é tão fraca quanto para $J'/J = 0.9$, ver figura 5.7.

A figura 5.8(a) mostra nossos resultados quando aplicamos uma densidade de corrente constante ao longo da nanofita e utilizamos um valor da variação local $J'/J = 0.3$. Como podemos ver, a PDT adquire um comportamento ressonante de um oscilador harmônico amortecido. A interação entre a PDT e a impureza magnética é forte, pois a parede não consegue se libertar do defeito artificial com os valores de densidade de corrente utilizados. Como podemos observar através de nossos resultados, mostrados na figura 5.8(b), existe um valor limite de densidade

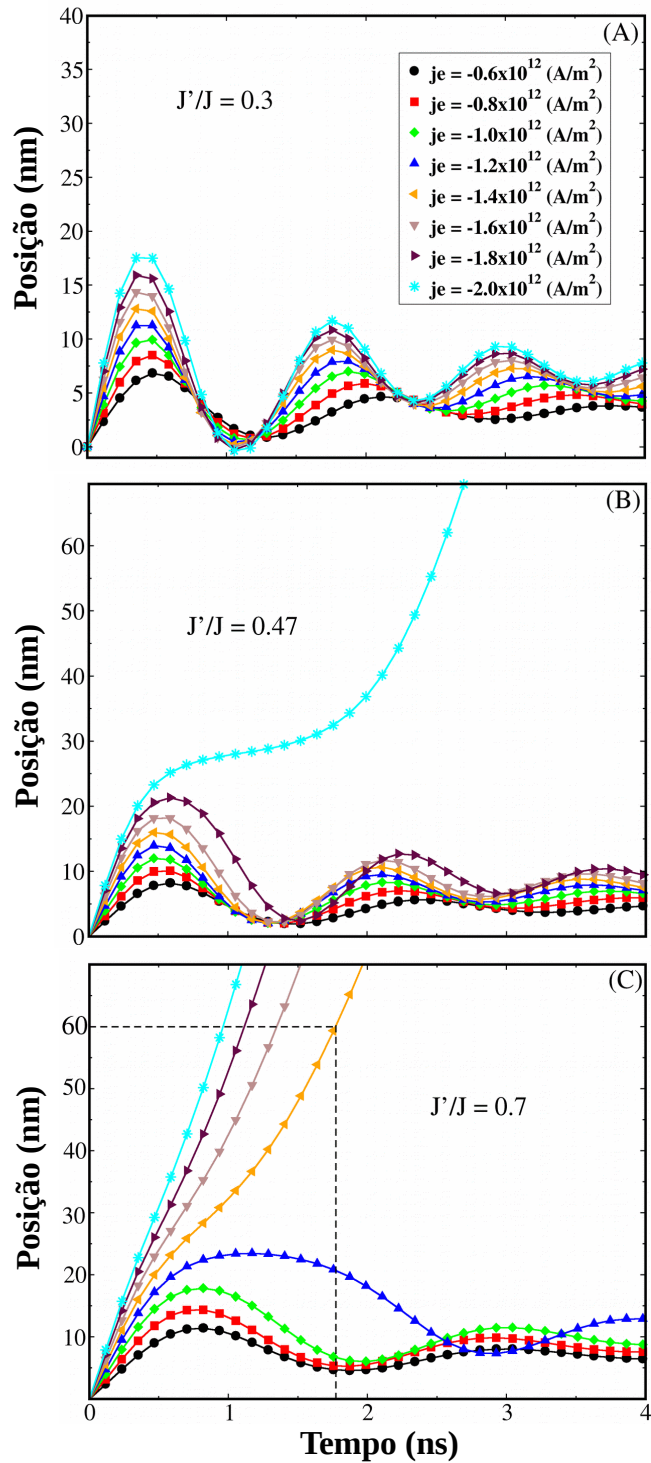


Figura 5.8 – Quando é aplicada uma corrente constante em uma nanofita com uma PDT aprisionada em uma impureza magnética, o comportamento da posição da PDT pode ser separado em 2 situações: A figura (a) mostra resultados de nossas simulações quando a PDT é fortemente aprisionada ($J'/J < 0.47$). Figura (b) mostra o caso limite entre um aprisionamento forte e fraco. Na figura (c) temos nossos resultados para a PDT é fracamente aprisionada ($J'/J > 0.47$). A PDT pode ser considerada despreendida do potencial de aprisionamento, quando $x \approx 60$ nm. Para $j_e = -1.4 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$, um pulso de corrente de duração $T_P = 1.80$ ns é suficiente para desprender a PDT.

de corrente ($j_{\pm} = -2.0 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$) necessário para desprender a PDT para um valor mínimo de variação local ($(J'/J)_{\min} = 0.47$). Nos casos onde o valor de $J'/J > (J'/J)_{\min}$, a densidade de corrente necessária para desprender a PDT da impureza é menor, como podemos ver na figura 5.8(c), e nos casos onde $J'/J < (J'/J)_{\min}$ é impossível desprender a PDT aplicando uma corrente constante até o valor utilizado aqui, figura 5.8(a).

Na situação onde conseguimos desprender a PDT, podemos aplicar um pulso tipo degrau de corrente unipolar de duração T_p , representado no canto inferior a direita da figura 5.9. A definição da duração do pulso pode ser determinado usando o limite de $x = 60 \text{ nm}$ como referência. A parede ao atingir esse valor de deslocamento, deixa de obter interação com a impureza magnética, como visto na figura 5.7. Por exemplo, na figura 5.9 são mostrados nossos resultados para um pulso unipolar de densidade de corrente $j_e = 1.4 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$, aplicada no sentido negativo da nanofita, com vários valores de T_p . O valor da variação local para este caso é $J'/J = 0.7$. Como podemos observar, para o valor $T_p \approx 1.70 \text{ ns}$ a PDT é desprendida de acordo com o resultado mostrado na figura 5.8(c) (linha tracejada). Assim, podemos concluir que é possível aplicar uma corrente constante para determinar os valores de T_p previamente. Deste modo, podemos aplicar pulsos de curta duração para desprender a PDT dependendo da intensidade J'/J .

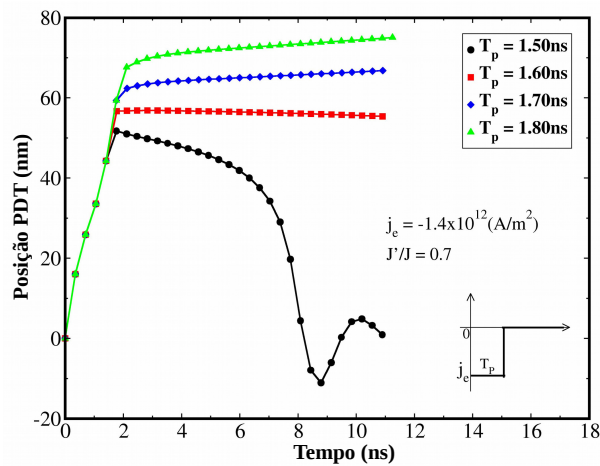


Figura 5.9 – Posição da PDT em função do tempo quando é aplicado um pulso de corrente unipolar. A linha azul foi obtida para $T_p = 1.70 \text{ ns}$. Esta duração de pulso foi prevista na figura 5.8(c), onde consideramos o limite de $x = 60 \text{ nm}$.

5.2.2 Estudo para Desprender uma PDT Aplicando Pulsos de Corrente Bipolar e Tripolar

Nas situações onde o valor de onde $J'/J < (J'/J)_{min}$, é possível levar vantagem do comportamento ressonante da PDT sujeito a uma corrente constante. Luc Thomas et al. mostraram que a amplitude de oscilação da PDT confinada a um forte potencial de aprisionamento pode ser amplificada quando o pulso de corrente é aplicado com polaridades opostas(26). Verificamos que para variações locais de valores $0.13 \leq J'/J < (J'/J)_{min}$ a amplitude de oscilação é amplificada de uma maneira eficiente, de tal modo que a PDT é despreendida da impureza. Aplicamos um pulso degrau de corrente bipolar de duração T_P , como pode ser visto no canto inferior a direita da figura 5.10(b)). Variamos os valores da duração do pulso entre $t_1 = T_0(j_e)/4$ e $t_2 = T_0(j_e)/2$ (ver figura 5.10(a)), onde definimos $T_0(j_e)$ como o período de oscilação sujeito a uma corrente constante j_e . Desta maneira a amplitude de oscilação pode ser aumentada até que atinja a distância $x > 60$ nm, como mostrado na figura 5.10(b), onde usamos $J'/J = 0.3$. Podemos ver também, que a PDT é despreendida para vários valores de T_P no intervalo de $[t_1, t_2]$.

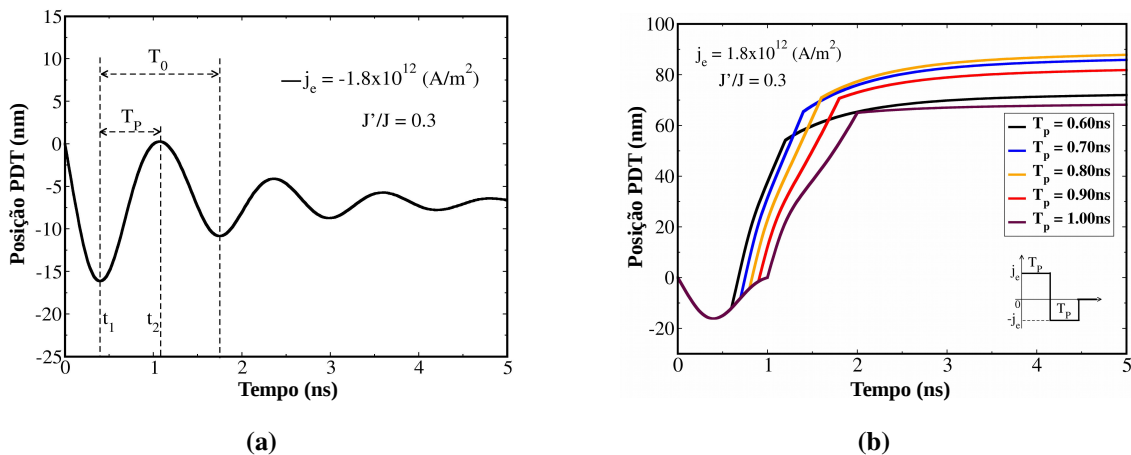


Figura 5.10 – Posição da PDT em função do tempo. Na figura (a), temos os resultados da injeção de uma corrente constante. Com o comportamento oscilatório amortecido, podemos determinar o intervalo $[t_1, t_2]$, na qual usamos para determinar os valores de T_P . Na figura (b), mostra a amplificação ressonante para alguns valores de T_P quando é aplicado um pulso de corrente bipolar. Como podemos ver, é possível desprender a PDT para valores de T_P dentro do intervalo $[t_1, t_2]$. Para cada variação local J'/J , temos diferentes intervalos de $[t_1, t_2]$.

Finalmente, para valores $0.00 < J'/J < 0.13$, verificamos que um pulso de corrente bipolar não é suficiente para aumentar a amplitude de oscilação da PDT. Assim, a PDT não consegue ficar livre do potencial de aprisionamento. Nesse caso, é preciso explorar outros tipos de pulsos de corrente de polaridades opostas para aumentar a amplitude de oscilação, como por exemplo, um pulso tripolar. Ao utilizarmos um valor de variação local $J'/J = 0.0$, o único valor de densidade de corrente nessas condições capaz de desprender a PDT é $j_e = 2.0 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. A figura 5.11, mostra os resultados de nossas simulações. Novamente, os melhores valores para a duração do pulso estão no intervalo $t_1 < T_p < t_2$, definido da mesma maneira como foi obtido para os pulsos de corrente bipolar. Nossas simulações tem confirmado os resultados de simulação de Luc Thomas *et al.*(26) sobre o uso de pulso de corrente oscilatório para desprender uma PDT confinada em um defeito.

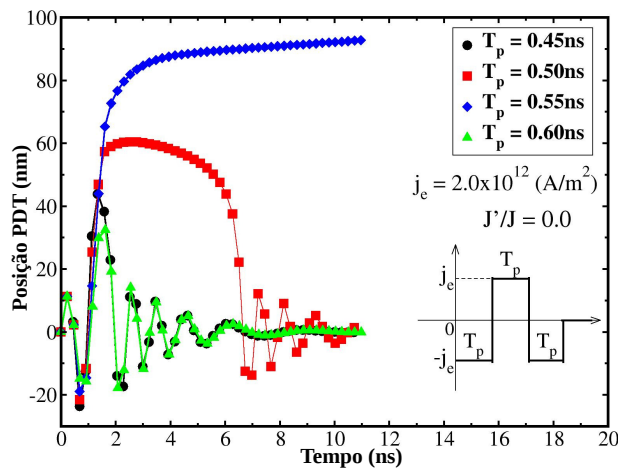


Figura 5.11 – Posição da PDT em função do tempo, onde usamos $J'/J = 0.0$. Neste caso é necessário o usar um pulso tripolar para que a PDT saia do intenso potencial de aprisionamento. Novamente, usamos valores de T_p dentro do intervalo $[t_1, t_2]$.

5.3 CONTROLE DE UMA PDT USANDO UMA DISTRIBUIÇÃO LINEAR DE IMPUREZAS

Na seção anterior, mostramos estudos sobre como arrancar uma PDT aprisionada em uma impureza magnética. A ideia agora é utilizar esse tipo de defeito como armadilhas para a PDT

ao longo de uma nanofita magnética. Ao ajustar o potencial de aprisionamento, criado pela impureza magnética, e escolhendo um pulso de corrente adequado simultaneamente, podemos obter o controle de uma PDT ao longo de uma nanofita.

Utilizamos uma nanofita com as mesmas dimensões das usadas anteriormente, mas agora com uma distribuição de impurezas magnéticas igualmente espaçadas, como podemos ver na figura 5.12. A distância entre as impurezas é $x = 60$ nm, esse valor foi escolhido, pois a energia de interação entre a PDT e a impureza vizinha é muito pequena, ver figura 5.7.

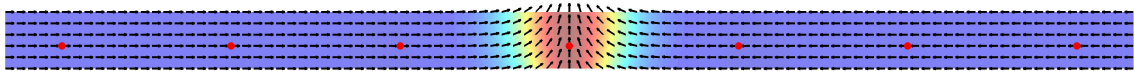


Figura 5.12 – Configuração inicial de nossa nanofita de trabalho para o estudo de controle de PDT. A nanofita contém uma PDT localizada no seu centro, além de uma distribuição linear de impurezas magnéticas (círculos vermelhos) igualmente espaçadas. A distância entre as impurezas é de $x = 60$ nm. Nesta imagem, a nanofita foi cortada para uma melhor visualização.

Consideramos nossa condição inicial como mostrada acima e o valor da variação local sendo $J'/J = 0.7$. Aplicamos uma sequência de 3 pulsos de corrente unipolar ao longo do sentido negativo do comprimento da nanofita. Uma duração do pulso aplicado de $T_p = 1$ ns separados por um intervalo de $\Delta T = 4.68$ ns, que é o tempo necessário para a PDT atingir uma nova posição de equilíbrio. A intensidade da densidade de corrente aplicada é de $j_e = 1.8 \times 10^{12}$ A/m². A posição da PDT em função do tempo é mostrada na figura 5.13 e a figura 5.14(a) e (b) mostra, respectivamente, o tipo de pulso de corrente aplicado e uma sequência de quadros com a posição da PDT na fita magnética.

Podemos obter o mesmo controle da PDT, porém para uma intensidade de potencial de aprisionamento mais forte. Usamos uma variação local $J'/J = 0.3$. Neste caso, é necessário utilizarmos uma sequência de 3 pulsos de corrente bipolar de duração $T_p = 0.60$ ns. A aplicação dos pulsos foram separados por um intervalo de $\Delta T = 4.68$ ns, que é o tempo necessário para a PDT atingir uma nova posição de equilíbrio. Utilizamos uma intensidade da densidade de corrente $j_e = 2.0 \times 10^{12}$ A/m², aplicada na nanofita. A figura 5.13 mostra o controle da posição da PDT através do gráfico posição \times tempo.

Outro exemplo mostrando o controle da posição da PDT pode ser visto na figura 5.15. Neste

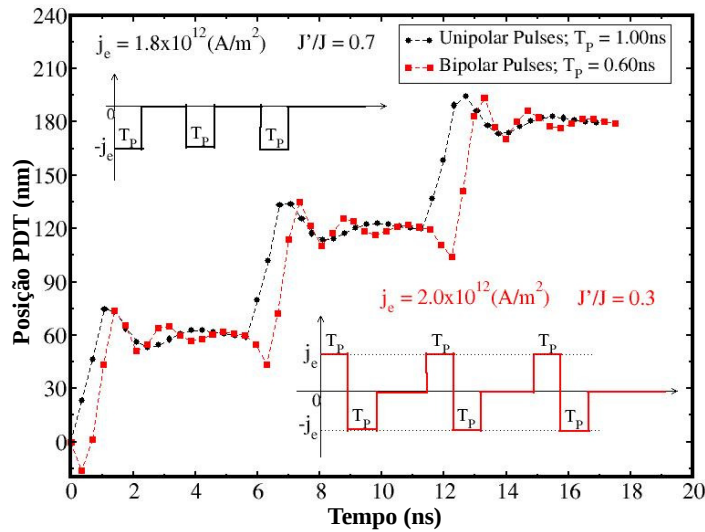


Figura 5.13 – Gráfico que mostra a evolução temporal posição da PDT pulsos de corrente unipolar e bipolar. A posição da PDT pode ser controlada utilizando ambos os tipos de pulsos. A curva de cor preta mostra o controle da posição da PDT para $J'/J = 0.7$ (potencial de aprisionamento fraco). A curva de cor vermelha mostra o controle da posição da PDT para $J'/J = 0.3$ (potencial de aprisionamento forte)

caso, temos uma nanofita magnética contendo 7 impurezas (com variação local $J'/J = 0.7$) separadas por uma distância de 60 nm e uma PDT inicialmente localizada no centro. Um esquema idêntico ao caso estudado anteriormente. Porém, primeiro aplicamos dois pulsos de corrente unipolar ao longo da nanofita no sentido negativo e o último no sentido positivo. A duração de cada pulso de corrente aplicado foi $T_P = 1$ ns e separados por um intervalo de $\Delta T = 4.68$ ns, que é o tempo necessário para a PDT se deslocar dada posição de uma impureza até a seguinte, ver figura 5.15(a). Na sequência de quadros mostrado na figura 5.15, podemos ver que após a PDT atingir a posição de equilíbrio em 120 nm, um pulso de corrente unipolar é aplicado no sentido positivo do eixo x . Assim, a PDT move de sua posição de equilíbrio em 60 nm até uma nova posição de equilíbrio em 60 nm. Nossos resultados de simulações mostram que para outros valores de J'/J , podemos obter o controle da PDT ao longo de uma nanofita magnética. Para isso, temos utilizado simultaneamente densidade de corrente baixa, duração curta de pulso e o tipo de pulso adequado.

Nossos resultados de simulação foram obtidos para um único conjunto de valores para comprimento, largura e espessura da nanofita. Além de impurezas magnéticas de mesmo tamanho e posição ao longo do eixo y . Os resultados para $(J'/J)_{min}$ e T_P terão valores diferentes

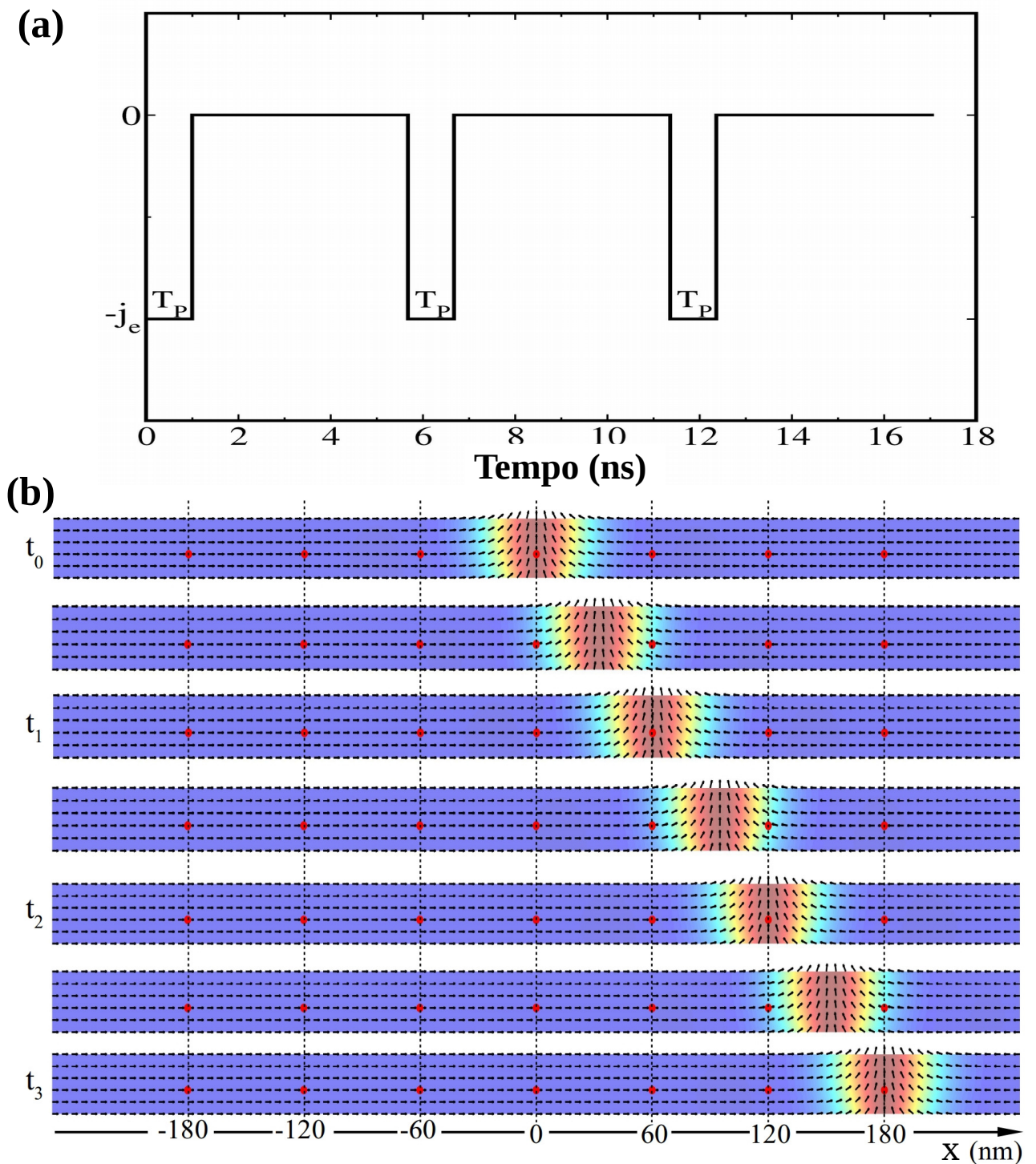


Figura 5.14 – Figura (a) mostra uma seqüência de 3 pulsos de corrente unipolar no sentido negativo ao longo da nanofita. Cada pulso tem duração $T_P = 1$ ns separados por um intervalo $\Delta T = 4.68$ ns. Na figura (b), temos quadros que mostram o movimento da PDT quando aplicado uma seqüência de 3 pulsos de corrente unipolar com duração $T_P = 1$ ns e $j_e = 1.8 \times 10^{12}$ A/m². Cada pulso é separado por um intervalo $\Delta T = 4.68$ ns para $J'/J = 0.7$. As impurezas magnéticas são representadas por círculos vermelhos. A PDT está em posição de equilíbrio em $t_1 = 5.68$ ns, $t_2 = 11.36$ ns e $t_3 = 17.05$ ns nas posições 60 nm, 120 nm e 180 nm, respectivamente.

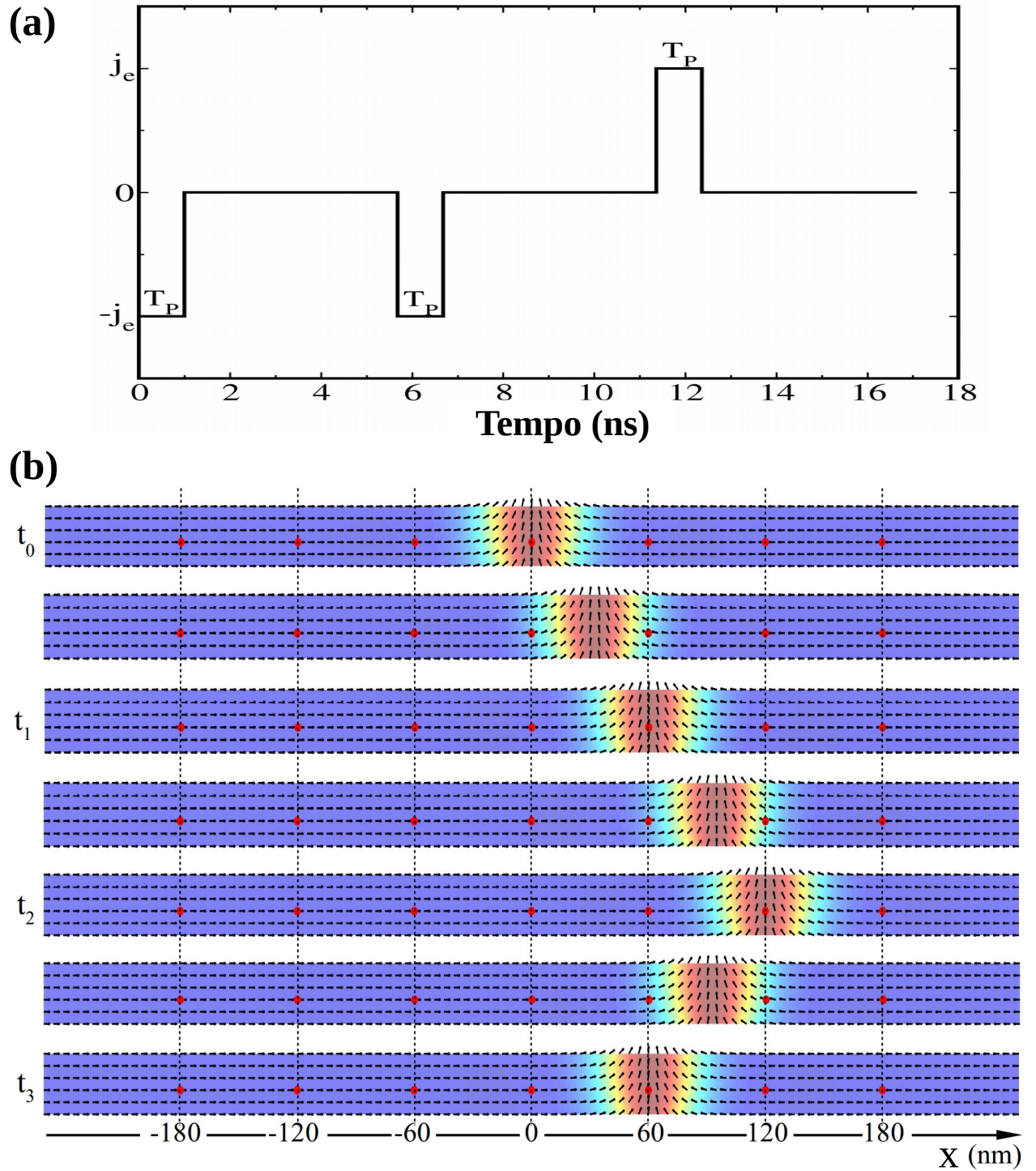


Figura 5.15 – Figura (a) mostra uma sequência de 2 pulsos de corrente unipolar no sentido negativo e um pulso de corrente unipolar no sentido positivo ao longo da nanofita. Cada pulso tem duração $T_P = 1$ ns separados por um intervalo $\Delta T = 4.68$ ns. A figura (b) mostra quadros do movimento da PDT quando é aplicada uma sequência de 3 pulsos de corrente unipolar (2 pulsos de corrente unipolar no sentido negativo e o último no sentido positivo) de duração $T_P = 1$ ns separados por um intervalo $\Delta T = 4.68$ ns para $J'/J = 0.7$ e $j_e = 1.8 \times 10^{12}$ A/m². Os círculos vermelhos representam as impurezas magnéticas. A PDT está em posição de equilíbrio em $t_1 = 5.68$ ns, $t_2 = 11.36$ ns e $t_3 = 17.05$ ns nas posições 60 nm, 120 nm e 60 nm, respectivamente.

quando outros valores forem utilizados. No entanto, o comportamento qualitativo do potencial de interação deverá ser o mesmo(40). Assim, mais pesquisas são necessárias para analisar estes efeitos e obter conclusões adicionais.

Os efeitos de temperatura não foram incluídos em nossas simulações. Embora temos mostrado que defeitos magnéticos (apresentando uma redução local na constante de troca) são úteis para prender PDTs, acreditamos que este comportamento deveria ser observado em temperatura ambiente. Afim de complementar nossos estudos, realizamos algumas simulações micromagnéticas incluindo flutuações térmicas via dinâmica de Langevin e os resultados mostraram que a PDT não desprende da impureza magnética por flutuações térmicas em temperaturas abaixo da temperatura de Curie, para o caso do Permalloy $T_c \approx 700$ K. Assim, simulações micromagnéticas incluindo ou não flutuações térmicas fornecem evidências que tais defeitos magnéticos funcionam como armadilhas para PDTs.

5.4 DIAGRAMAS DE EVENTOS PARA DESPRENDER A PDT DE UMA IMPUREZA MAGNÉTICA

A seguir, mostraremos um estudo mais geral que realizamos para determinar qual ou quais tipos de pulsos são mais adequados e o período T_P para que uma PDT fique livre de um potencial de aprisionamento. A figura 5.16, mostra os tipos de pulsos que utilizamos nesse estudo. Os tipos 1 e 3, são os tipos de pulso bipolar e tripolar, respectivamente. Os tipos 2 e 4, são também tipos de pulso bipolar e tripolar, porém o valor da duração do pulso na última inversão de polaridade da corrente é o dobro de seu valor inicial, isto é, a duração do último pulso aplicado vale $2T_P$. Verificamos que pulsos definidos dessa forma, com a última inversão de polaridade maior que a primeira, podem fornecer resultados mais satisfatórios. Para completar o diagrama de eventos que identifica quando a PDT permanece presa ou se desprende da impureza magnética, fixamos o valor J'/J e variamos a densidade de corrente, o tipo de pulso e o intervalo de tempo T_P . Diferente da seção anterior, utilizamos um intervalo maior para o período T_P .

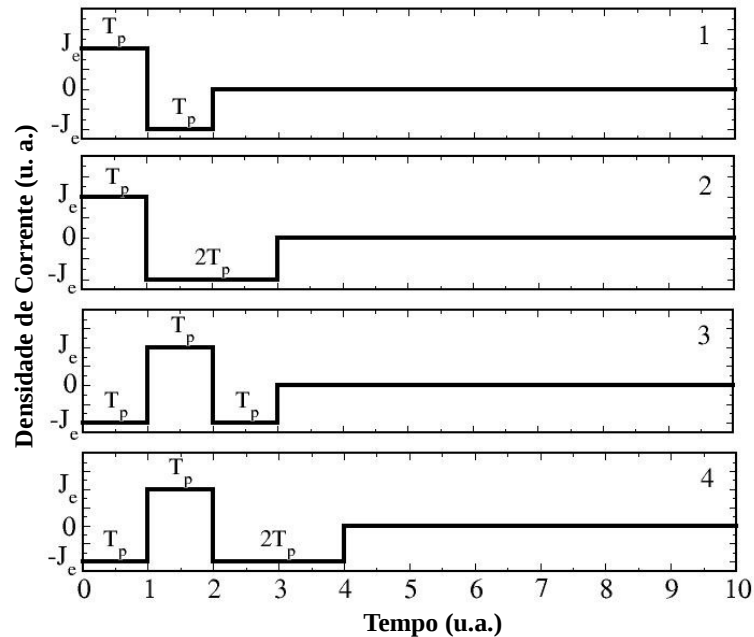


Figura 5.16 – Tipos de pulsos de corrente de spins aplicados em nossos sistemas. Os tipos 1 e 3 são pulsos de corrente bipolar e tripolar, respectivamente. Cada inversão de polaridade de corrente contém a mesma duração de pulso T_p . Os tipos 2 e 4 são pulsos de corrente bipolar e tripolar, respectivamente, porém a inversão final de polaridade de corrente contém o dobro da duração do pulso da inversão inicial, ou seja, $2T_p$

As próximas cinco figuras contém dois diagramas (*a* e *b*) cada uma. Para os diagramas (*a*) foram usados os pulsos do tipo 1 e 3 e para os diagramas (*b*) foram usados os pulsos do tipo 2 e 4 e utilizamos os seguintes valores da variação local $J'/J = 0.0, 0.3, 0.5, 0.7$ e 0.9 .

A figura 5.17 mostra os diagramas para $J'/J = 0.0$. No diagrama 5.17(a), podemos observar que a PDT só é desprendida apenas quando usamos $j_e = 2.0 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ e $T_p = 0.55 \text{ ns}$. Já no diagrama 5.17(b), verificamos que há um pequeno aumento no número de eventos para arrancar a PDT da impureza magnética. Comparando os diagramas (*a*) e (*b*) das figuras 5.18, 5.19, 5.20 e 5.21, verificamos que há um aumento significativo no número de eventos capazes de desprender a PDT quando é usado os pulsos do tipo 2 e 4.

Todos os nossos resultados mostram que é possível usar qualquer um dos pulsos para obter efeitos de ressonância que facilitem o desprendimento da PDT. Além disso, como pode ser verificado nos diagramas, é possível obter eventos onde a intensidade da densidade de corrente e o intervalo T_p , quando se usa os pulsos do tipo 2 e 4, são menores.

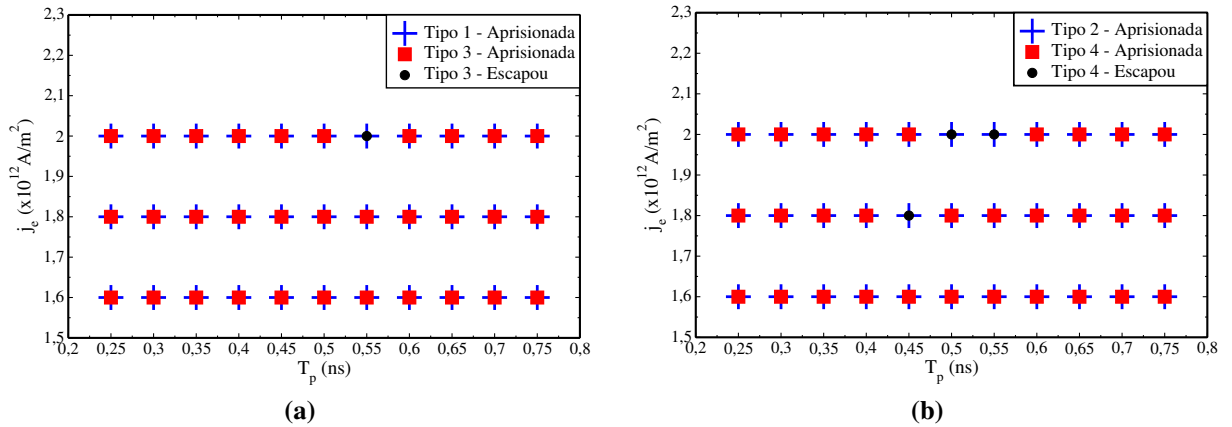


Figura 5.17 – Resultados de simulações utilizando o valor de variação local $J'/J = 0.0$. Na figura (a) temos o diagrama de eventos onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 1 e 3. A figura (b) mostra o diagrama de eventos, onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 2 e 4. Os tipos de pulsos são definidos na figura 5.16.

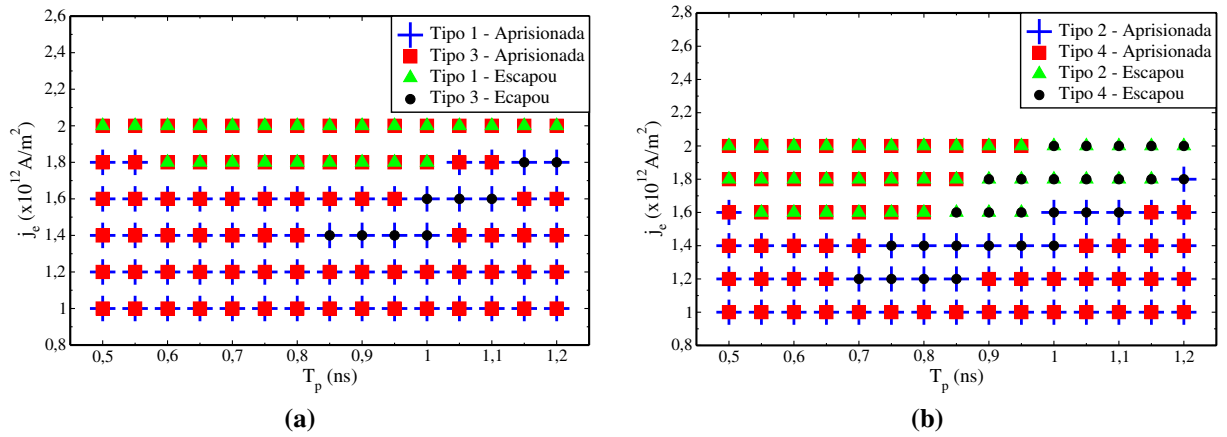


Figura 5.18 – Resultados de simulações utilizando o valor de variação local $J'/J = 0.3$. Na figura (a) temos o diagrama de eventos onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 1 e 3. A figura (b) mostra o diagrama de eventos, onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 2 e 4. Os tipos de pulsos são definidos na figura 5.16.

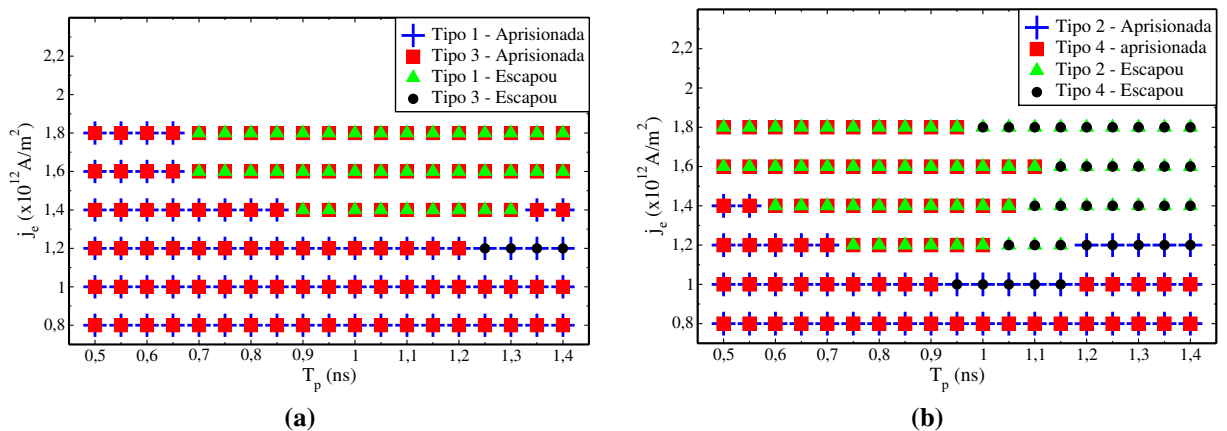


Figura 5.19 – Resultados de simulações utilizando o valor de variação local $J'/J = 0.5$. Na figura (a) temos o diagrama de eventos onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 1 e 3. A figura (b) mostra o diagrama de eventos, onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 2 e 4. Os tipos de pulsos são definidos na figura 5.16.

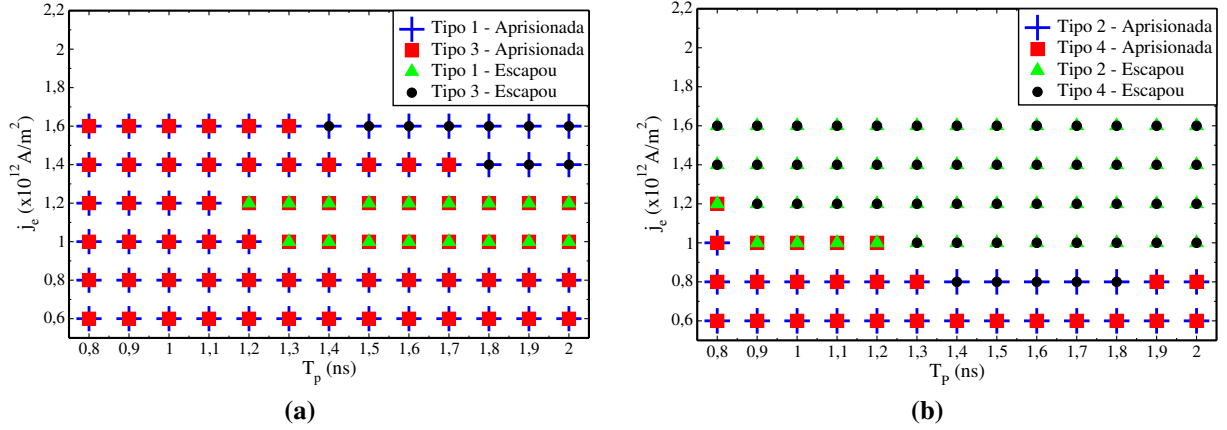


Figura 5.20 – Resultados de simulações utilizando o valor de variação local $J'/J = 0.7$. Na figura (a) temos o diagrama de eventos onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 1 e 3. A figura (b) mostra o diagrama de eventos, onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 2 e 4. Os tipos de pulsos são definidos na figura 5.16.

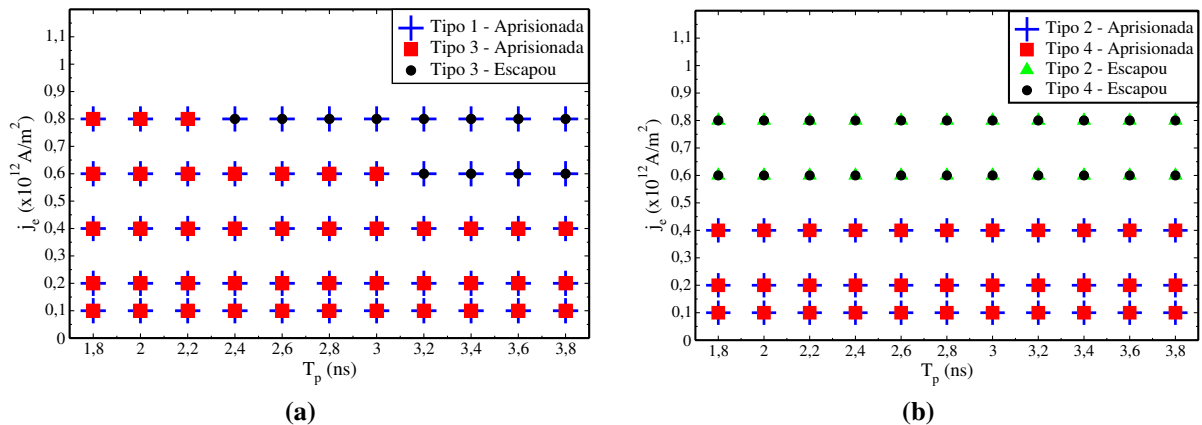


Figura 5.21 – Resultados de simulações utilizando o valor de variação local $J'/J = 0.9$. Na figura (a) temos o diagrama de eventos onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 1 e 3. A figura (b) mostra o diagrama de eventos, onde foram usados os pulsos de corrente do tipo 2 e 4. Os tipos de pulsos são definidos na figura 5.16.

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

6.1 CONCLUSÕES

Inicialmente, construímos um código em linguagem Fortran 90 para os estudos da dinâmica de uma PDT aprisionada em um defeito artificial. Até então, o nosso grupo de pesquisa continha um código para tais dinâmicas, porém o movimento de paredes de domínios era realizada apenas com aplicação de campo magnético externo. Neste trabalho, complementamos o código ao inserir subrotinas capaz de injetar corrente elétrica polarizada em spin ao longo de nanomagnetos de várias geometrias. Realizamos estudos da dinâmica de uma PDT ao ser injetada com corrente elétrica polarizada em spin ao longo de uma nanofita magnética. Ao comparar o comportamento dinâmico de nossas simulações com resultados teóricos obtemos resultados satisfatórios. Assim, podemos dizer que nosso próprio código é adequado para tais estudos.

No intuito de criar armadilhas para paredes de domínios, recentes trabalhos utilizaram irradiação de feixes de íons para modificar as propriedades magnéticas em nanofios. Acreditamos que a mistura de um metal não magnético e Permalloy induzido por feixes de Ga^+ na interface de um nanofio pode modificar localmente não apenas a magnetização de saturação, mas também outros parâmetros do material, especialmente a constante de troca; uma vez que a energia de troca representa o principal termo na energia total de um ferromagneto. Devido a isso, consideramos um modelo de impureza magnético simplificado, onde é baseado sob a variação da constante de troca. Realizamos simulações micromagnéticas para investigar o me-

canismo de desprender uma PDT aprisionada em um defeito magnético artificial. Observamos que o ajuste da intensidade do potencial de aprisionamento através da variação local da constante de troca pode ser útil para construir armadilhas, onde a PDT permanece fracamente aprisionada. Conseqüentemente, é possível desprender a PDT ao aplicar pulsos de corrente de pequenas intensidades e de curta duração. É conhecido que “notches” podem ser utilizados para prender paredes de domínios, mas estes geram potenciais de aprisionamento muito intensos, onde necessitam de pulsos com altas intensidades de corrente para desprender as paredes de tais armadilhas. Com o propósito de diminuir a densidade de corrente necessária para desprender a parede de um “notch”, um campo magnético externo tem sido aplicado simultaneamente. Na ausência do auxílio de um campo magnético externo, a densidade de corrente requerida para desprender a parede de domínio é relativamente alta, sendo os limites da ordem de 10^{13} A/m². Em nossos resultados, encontramos que é possível livrar uma PDT de uma impureza magnética, sem a necessidade do auxílio de um campo magnético. Isso é possível ao ajustar o potencial de aprisionamento da impureza e simultaneamente escolhendo um pulso de corrente adequado. Nossos valores típicos utilizados para a densidade de corrente são da ordem de 10^{12} A/m² e a duração do pulso de corrente são de poucos nanossegundos. Além disso, mostramos o controle da posição de uma PDT em uma nanofita magnética contendo uma distribuição linear de impurezas magnéticas igualmente espaçadas ao usar pulsos de baixas intensidades de corrente e de curta duração. Evidentemente, não é necessário aplicar um pulso com alta densidade de corrente quando a PDT está fracamente presa em uma armadilha. É importante mencionar que é possível aumentar o potencial de aprisionamento ao aumentar o tamanho do defeito magnético. Por fim, acreditamos que a ideia de substituir “notches” por impureza magnéticas pode ser vantajosa, pois poderá resolver um problema fundamental para a realização de dispositivos eletrônicos, na qual há a necessidade do controle de paredes de domínios.

6.2 PERSPECTIVAS FUTURAS

Neste trabalho, estudamos a dinâmica de nanofitas magnéticas contendo uma única PDT. Esta parede se encontra aprisionada a uma impureza magnética, onde gera um potencial de aprisionamento. Dentre as possíveis continuações deste trabalho são os estudos de nanofitas contendo mais de uma parede de domínio. Obter o controle da posição de várias paredes de domínio é de suma importância para construção de memórias e dispositivos lógicos. Vale ressaltar que para o movimento de várias paredes de domínio é necessário a aplicação de corrente de spin polarizada, em vista que a aplicação de campo magnético externo não é adequado para tais estudos. Isso ocorre, pois com a aplicação do campo magnético as paredes podem se aniquilar, transformando o sistema em monodomínio.

Outra proposta de estudos está relacionada aos tipos de defeitos que podem ser utilizados como armadilhas para as paredes de domínios. A ideia seria utilizar degraus (ou “antinotches”) ao longo da nanofita magnética. Esses degraus poderiam ser constituído do mesmo material da nanofita (ver figura 6.1), ou construídos através de deposição de outro material (impurezas), ver figura 6.2. Poderia ser realizado estudos sobre o potencial de aprisionamento do degrau em ambos os casos citados anteriormente. Posteriormente, pode-se realizar estudos no intuito de obter o controle da posição de paredes de domínios utilizando degraus como armadilhas para as paredes. Os estudos podem ser realizados com os “antinotches” tendo as mais variadas geometrias.

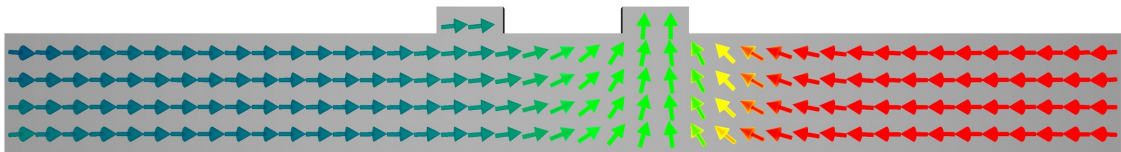


Figura 6.1 – Nanofita magnética constituída de uma PDT e dois degraus (ou “antinotches”), construídos com o mesmo material da nanofita. A PDT está fixada no degrau da direita.

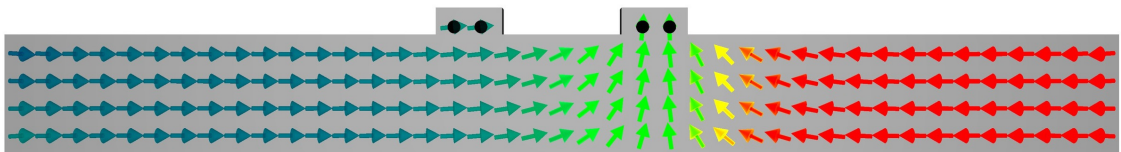


Figura 6.2 – Nanofita magnética constituída de uma PDT e dois degraus (ou “antinotches”), construídos com material diferente da nanofita (impurezas). Os círculos pretos representam as impurezas. A PDT encontra-se fixada no degrau da direita.

APÊNDICE A – Landau-Lifshitz-Gilbert

A equação utilizada no micromagnetismo para a descrição da dinâmica da magnetização é a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Utilizaremos esta seção para entender como isso acontece fisicamente no sistema magnético.

Em 1935, Landau-Lifshitz (87) propuseram uma equação que descreve muito bem a dinâmica da magnetização para uma certa classe de materiais ($\alpha \ll 1$), que ficou conhecida como equação de Landau-Lifshitz (LL). Porém, para determinados casos, a equação LL não condizia com resultados observados experimentalmente. Em 1955, Gilbert propôs um termo adicional à equação de LL para descrever também os materiais que apresentaram altos valores do parâmetro de “*damping*” e esta nova equação ficou conhecida como equação de LLG. A seguir daremos mais detalhes dessas equações.

A equação que descreve a precessão de um momento em torno de um campo magnético é

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} = \vec{m} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{m} \times \vec{H} \quad (\text{A.1})$$

Da equação (2.1), a razão giromagnética é negativa para o elétron e ela determina o sentido de rotação do momento magnético durante sua precessão na presença de um campo magnético.

Experimentos mostram que um momento magnético se move eventualmente na direção do campo magnético, porém o torque de precessão $\vec{T} = \mu_0 \vec{m} \times \vec{H}$ não é capaz de realizar este alinhamento, devido ele ser perpendicular a \vec{H} . A figura (A.1) mostra que um torque perpendicular tanto a \vec{m} quanto a \vec{T} é necessário ser incluído na equação (A.1) para que ocorra esse

alinhamento. Esse torque de dissipação \vec{T}_D é dado por

$$\vec{T}_D = \frac{\alpha}{m\gamma} \left(\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right) \quad (\text{A.2})$$

onde α é um parâmetro fenomenológico, análogo ao coeficiente de atrito.

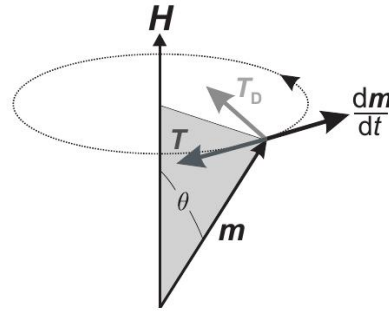


Figura A.1 – Figura que representa o torque de precessão \vec{T} e o torque de dissipação \vec{T}_D agindo sobre o momento magnético \vec{m} . O momento magnético precessiona em torno de um campo magnético estático \vec{H} . Figura retirada da ref.(88)

Na figura (A.2) vemos que na dinâmica sem dissipação ($\alpha = 0$), o momento magnético apenas precessiona em torno do campo \vec{H} . Porém quando temos uma dinâmica dissipativa ($\alpha > 0$), o torque \vec{T}_D faz o momento magnético descrever uma precessão dissipativa, espiralando em torno do campo.

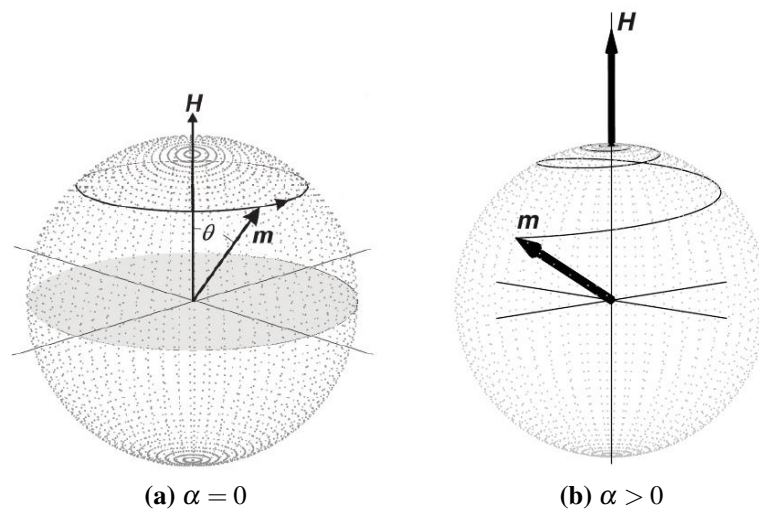


Figura A.2 – Precessão do momento magnético na presença de um campo estático \vec{H} . Onde temos uma dinâmica em (a) não dissipativa ($\alpha = 0$) e em (b) dissipativa ($\alpha > 0$). Figura retirada da ref.(88)

Landau e Lifshitz apresentaram um torque diferente da equação (A.2), porém descrevia a

variação do momento magnético com mais perfeição. Esse torque é dado por

$$\vec{T}_D = \frac{\alpha\mu_0}{m}\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}) \quad (\text{A.3})$$

no qual adicionando à equação (A.1), teremos a conhecida equação de LL

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} = \mu_0(\vec{m} \times \vec{H}) + \frac{\alpha\mu_0}{m}\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}). \quad (\text{A.4})$$

Como dito anteriormente, a equação acima descreve com sucesso a evolução temporal do momento magnético para materiais com baixo valor de parâmetro de “*damping*”, $\alpha \ll 1$. Para materiais cujo contém valores de α maiores, Gilbert modificou o termo que representa o torque de amortecimento, transformando a equação (A.4) em

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} = \mu_0(\vec{m} \times \vec{H}) + \frac{\alpha}{m\gamma} \left(\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right) \quad (\text{A.5})$$

na qual é a conhecida equação LLG na forma implícita.

Pode-se mostrar que a equação LLG conserva o módulo de momento magnético \vec{m} durante a precessão. Para isso, realiza-se o produto escalar de \vec{m} em ambos os lados da equação (A.5).

$$\begin{aligned} \vec{m} \cdot \frac{d\vec{m}}{dt} &= \gamma\mu_0\vec{m} \cdot (\vec{m} \times \vec{H}) + \frac{\alpha}{m}\vec{m} \cdot \left(\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right) \\ &= -\gamma\mu_0\vec{m} \cdot (\vec{H} \times \vec{m}) - \frac{\alpha}{m}\vec{m} \cdot \left(\frac{d\vec{m}}{dt} \times \vec{m} \right) \\ &= -\gamma\mu_0\vec{H} \cdot (\vec{m} \times \vec{m}) - \frac{\alpha}{m} \frac{d\vec{m}}{dt} \cdot (\vec{m} \times \vec{m}) \\ &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

onde foi utilizado a identidade do produto misto na segunda igualdade,

$$\vec{A} \cdot (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B} \cdot (\vec{C} \times \vec{A}) = \vec{C} \cdot (\vec{A} \times \vec{B})$$

O resultado da equação (A.6) nos indica que os fatores \vec{m} e $\frac{d\vec{m}}{dt}$ são sempre perpendiculares.

Por outro lado, podemos usar o conceito de derivada de um produto escalar,

$$\frac{d}{dt}(\vec{A} \cdot \vec{B}) = \frac{d\vec{A}}{dt} \cdot \vec{B} + \vec{A} \cdot \frac{d\vec{B}}{dt} \quad (\text{A.7})$$

fazendo $\vec{A} = \vec{B} = \vec{m}$, teremos

$$\frac{d}{dt}(\vec{m} \cdot \vec{m}) = \frac{d\vec{m}}{dt} \cdot \vec{m} + \vec{m} \cdot \frac{d\vec{m}}{dt} \quad (\text{A.8})$$

ou seja

$$\frac{d}{dt} |\vec{m}|^2 = 2\vec{m} \cdot \frac{d\vec{m}}{dt} \quad (\text{A.9})$$

Devido ao resultado da equação (A.6), temos que

$$\frac{d}{dt} |\vec{m}|^2 = 0 \quad (\text{A.10})$$

Portanto, verificamos que o momento magnético \vec{m} evolui com seu módulo constante durante a precessão.

Para encontrarmos a forma explícita da equação LLG, tomamos o produto vetorial de \vec{m} em ambos os lados da equação acima.

$$\left(\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right) = \gamma\mu_0\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}) + \frac{\alpha}{m}\vec{m} \times \left(\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right) \quad (\text{A.11})$$

Vamos aplicar a identidade $\vec{A} \times \vec{B} \times \vec{C} = (\vec{A} \cdot \vec{C})\vec{B} - (\vec{A} \cdot \vec{B})\vec{C}$ no último termo da equação acima e considerando $\vec{A} = \vec{B} = \vec{m}$ e $\vec{C} = \frac{d\vec{m}}{dt}$, teremos que

$$\begin{aligned} \vec{m} \times \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} &= \left(\vec{m} \cdot \frac{d\vec{m}}{dt} \right) \vec{m} - \left(\vec{m} \cdot \vec{m} \right) \frac{d\vec{m}}{dt} \\ &= -m^2 \frac{d\vec{m}}{dt} \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

onde $\vec{m} \cdot \frac{d\vec{m}}{dt} = 0$, pois a taxa de variação do momento magnético é perpendicular a ele próprio.

Substituindo a equação (A.12) em (A.11), teremos

$$\left(\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right) = \gamma\mu_0\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}) - \alpha m \frac{d\vec{m}}{dt} \quad (\text{A.13})$$

Substituindo a equação (A.13) em (A.5), teremos

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} &= \mu_0 \vec{m} \times \vec{H} + \frac{\alpha}{m\gamma} \left[\gamma \mu_0 \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}) - \alpha m \frac{d\vec{m}}{dt} \right] \\ &= \mu_0 \vec{m} \times \vec{H} + \frac{\alpha \mu_0}{m} \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}) - \frac{\alpha^2}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

ou seja

$$\frac{1 + \alpha^2}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} = \mu_0 \vec{m} \times \vec{H} + \frac{\alpha \mu_0}{m} \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}), \quad (\text{A.15})$$

na qual é a forma explícita da equação LLG, que também pode ser escrita na forma

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} = \frac{\mu_0}{1 + \alpha^2} \left[\vec{m} \times \vec{H} + \frac{\alpha}{m} \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}) \right] \quad (\text{A.16})$$

APÊNDICE B – Equação LLG Acrescida dos Termos de Corrente

Quando uma corrente elétrica de spin é injetada em um ferromagneto, ocorre uma transferência do momento angular entre os elétrons de condução e a magnetização do ferromagneto. Isso se realiza devido a conservação do momento angular de spin. Este fenômeno é chamado transferência de spin. Este conceito foi inicialmente introduzido L. Berger em 1984(51). Considerou-se a interação de troca entre o elétron de condução e o momento magnético localizado (interação s-d). Embora seja impossível separar elétrons de transporte dos elétrons de magnetização em um ferromagneto real, estes tem sido convencionalmente modelados em um Hamiltoniano “s – d”(53),

$$H_{sd} = -J_{ex}\vec{s} \cdot \vec{S} \quad (\text{B.1})$$

onde \vec{s} e \vec{S} são os spins (adimensionais) dos elétrons de condução e elétrons localizados, respectivamente, J_{ex} é a intensidade da constante de troca entre eles, cujo tem unidade de energia.

Trataremos o spin itinerante \vec{s} como um operador de mecânica quântica cuja equação de movimento é governada por uma equação de transporte, mas aproximamos \vec{S} como um vetor magnetização clássico em que a dinâmica é muito mais lenta do que os spins itinerantes (53). Substituindo \vec{S} pela magnetização clássica

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

onde $|\vec{M}| = M_s$ é a magnetização de saturação, ou seja

$$\vec{s} = -S \frac{\vec{M}}{M_s}. \quad (\text{B.3})$$

Substituindo a equação (B.3) em (B.1), temos que

$$H_{sd} = \frac{J_{ex} S}{M_s} \vec{s} \cdot \vec{M} \quad (\text{B.4})$$

Primeiro determinamos a densidade de spin induzida para um dado \vec{M} e então obtemos a reação da densidade spin induzida à magnetização. O operador de spin do elétron de condução satisfaz a equação de continuidade de spin generalizada(53),

$$\frac{\partial \vec{s}}{\partial t} + \nabla \cdot \hat{J} = \frac{1}{i\hbar} [\vec{s}, H_{sd}] - \Gamma_{re}(\vec{s}) \quad (\text{B.5})$$

onde \hat{J} é o operador corrente de spin e $\Gamma_{re}(\vec{s})$ representa a relaxação de spin devido à espalhamentos com impurezas, elétrons, etc. Ao definir densidade de spin de elétron $\vec{m}(\vec{r}, t) = \langle \vec{s} \rangle$ e densidade de corrente de spin $J(\vec{r}, t) = \langle \hat{J} \rangle$, onde $\langle \rangle$ representa a média sobre todos os estados eletrônicos ocupados; $\langle \vec{s} \rangle = Tr(\rho \vec{s})$, onde o traço é sobre todos os estados eletrônicos, bem como estados de spin, e ρ é o operador densidade.

Fazendo a média sobre todos os termos na equação (B.5),

$$\left\langle \frac{\partial \vec{s}}{\partial t} \right\rangle + \langle \nabla \cdot \hat{J} \rangle = \left\langle \frac{1}{i\hbar} [\vec{s}, H_{sd}] \right\rangle - \langle \Gamma_{re}(\vec{s}) \rangle. \quad (\text{B.6})$$

Utilizando as definições acima, obtemos,

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = - \left\langle \frac{d\vec{s}}{dt} \right\rangle - \langle \Gamma(\vec{s}) \rangle. \quad (\text{B.7})$$

Das definições (3.2) e (3.3) e considerando que \vec{s} é um vetor adimensional, temos que o termo $\frac{d\vec{s}}{dt}$ é um torque adimensional. Este torque pode ser escrito da seguinte maneira,

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = -\frac{1}{\hbar} \vec{s} \times \frac{\partial \vec{H}_{sd}}{\partial \vec{s}} = -\frac{1}{\hbar} \vec{s} \times \frac{S J_{ex} \vec{M}}{M_s} = -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{s} \times \vec{M}, \quad (\text{B.8})$$

onde $\tau_{ex} = \hbar/SJ_{ex}$, com isso temos

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = -\frac{1}{\tau_{ex}M_s} \langle \vec{s} \times \vec{M} \rangle - \langle \Gamma(\vec{s}) \rangle \quad (\text{B.9})$$

ou seja,

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = -\frac{1}{\tau_{ex}M_s} \vec{m} \times \vec{M} - \langle \Gamma(\vec{s}) \rangle \quad (\text{B.10})$$

Os autores S. Zhang e S. Li (53) propuseram separar a densidade de spin induzido \vec{m} em dois termos,

$$\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{m}_0(\vec{r}, t) + \delta\vec{m}(\vec{r}, t) = \eta_0 \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} + \delta\vec{m}(\vec{r}, t) \quad (\text{B.11})$$

onde η_0 é a densidade de spin de equilíbrio local cuja direção é paralela à magnetização. O primeiro termo da equação (B.11) representa a densidade de spin adiabático, quando o spin do elétron de condução relaxa a seu valor de equilíbrio em um tempo t . Assim, a dinâmica para a magnetização é lenta comparada aos elétrons de condução, esta é razoável assumir que o spin para os elétrons de condução aproximadamente seguem a direção do momento local, na qual é conhecido como processo adiabático. O segundo termo representa o desvio a partir deste processo adiabático. Similarmente escrevemos a densidade de corrente de spin como

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \vec{J}_0(\vec{r}, t) + \delta\vec{J}(\vec{r}, t) = -(\mu_B P/e) \vec{j}_e \otimes \frac{\vec{M}_0(\vec{r}, t)}{M_s} + \delta\vec{J}(\vec{r}, t) \quad (\text{B.12})$$

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

Para resolvermos a equação de densidade fora do equilíbrio, equação (B.10), em uma forma aproximada, assumimos uma aproximação de tempo de relaxação para modelar o termo de relaxação na equação (B.10), dado por

$$\langle \Gamma(\vec{s}) \rangle = \frac{\delta\vec{m}(\vec{r}, t)}{\tau_{sf}} \quad (\text{B.13})$$

onde τ_{sf} é o tempo de relaxação de “flip” do spin (53).

Temos também que a densidade de corrente não adiabática $\delta\vec{J}$ se relaciona com a densidade de spin fora do equilíbrio $\delta\vec{m}$ pela expressão

$$\delta\vec{J} = -D_0\nabla\delta\vec{m} \quad (\text{B.14})$$

onde D_0 é a constante de difusão.

Substituindo as equações (B.12) e (B.11) na equação (B.10), temos que

$$D_0\nabla^2\delta\vec{m} - \frac{1}{\tau_{ex}M_s}\delta\vec{m}\times\vec{M} - \frac{\delta\vec{m}}{\tau_{sf}} = \frac{\eta_0}{M_s}\cdot\frac{\partial\vec{M}}{\partial t} - \frac{\mu_B P}{eM_s}(\vec{j}_e\cdot\nabla)\vec{M}. \quad (\text{B.15})$$

Os detalhes de como obter a equação (B.15) trataremos no apêndice C. Podemos perceber que a densidade de spin fora do equilíbrio é criada por 2 termos de origem no lado direito da equação (B.15). Um é a variação no tempo e o outro é a variação espacial da magnetização. A solução da equação diferencial acima depende de detalhes estruturais do vetor magnetização. Aqui assumimos que a magnetização varia lentamente no espaço, como por exemplo, a largura de uma parede de domínio (veremos no capítulo seguinte) é muito maior do que a escala de comprimento de transporte (53). Neste caso, podemos descartar o primeiro termo do lado esquerdo da equação (B.15). Com isso, temos

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\tau_{ex}M_s}\delta\vec{m}\times\vec{M} - \frac{\delta\vec{m}}{\tau_{sf}} &= \frac{\eta_0}{M_s}\cdot\frac{\partial\vec{M}}{\partial t} - \frac{\mu_B P}{eM_s}(\vec{j}_e\cdot\nabla)\vec{M} \\ -\frac{\delta\vec{m}}{\tau_{sf}} &= \frac{1}{\tau_{ex}M_s}\delta\vec{m}\times\vec{M} + \frac{\eta_0}{M_s}\cdot\frac{\partial\vec{M}}{\partial t} - \frac{\mu_B P}{eM_s}(\vec{j}_e\cdot\nabla)\vec{M} \\ \delta\vec{m} &= -\frac{\tau_{sf}}{\tau_{ex}M_s}\delta\vec{m}\times\vec{M} - \frac{\tau_{sf}\eta_0}{M_s}\cdot\frac{\partial\vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{sf}\mu_B P}{eM_s}(\vec{j}_e\cdot\nabla)\vec{M}. \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

Fazendo $\xi = \tau_{ex}/\tau_{sf}$, então

$$\delta\vec{m} = \frac{1}{\xi M_s}\vec{M}\times\delta\vec{m} - \frac{\tau_{sf}\eta_0}{M_s}\cdot\frac{\partial\vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{sf}\mu_B P}{eM_s}(\vec{j}_e\cdot\nabla)\vec{M}. \quad (\text{B.17})$$

Devemos calcular o produto vetorial $\vec{M}\times\delta\vec{m}$. Assim, tomamos o produto vetorial de \vec{M} com a equação acima.

$$\vec{M}\times\delta\vec{m} = \frac{1}{\xi M_s}\vec{M}\times(\vec{M}\times\delta\vec{m}) - \frac{\tau_{sf}\eta_0}{M_s}\vec{M}\times\frac{\partial\vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{sf}\mu_B P}{eM_s}\vec{M}\times(\vec{j}_e\cdot\nabla)\vec{M} \quad (\text{B.18})$$

Usando identidade de produto vetorial,

$$\vec{A} \times \vec{B} \times \vec{C} = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - (\vec{A} \cdot \vec{B})\vec{C} \quad (\text{B.19})$$

onde definimos $\vec{A} = \vec{B} = \vec{M}$ e $\vec{C} = \delta\vec{m}$, temos

$$\begin{aligned} \vec{M} \times \vec{M} \times \delta\vec{m} &= \vec{M}(\vec{M} \cdot \delta\vec{m}) - (\vec{M} \cdot \vec{M})\delta\vec{m} \\ &= -M_s^2 \delta\vec{m} \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

o primeiro termo é nulo, pois \vec{M} e $\delta\vec{m}$ são perpendiculares. Substituindo a equação (B.20) em (B.18), temos que

$$\vec{M} \times \delta\vec{m} = \frac{1}{\xi M_s} (-M_s^2 \delta\vec{m}) - \frac{\tau_{sf} \eta_0}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{sf} \mu_B P}{e M_s} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}. \quad (\text{B.21})$$

Agora, substituindo a equação (B.21) em (B.17), temos

$$\begin{aligned} \delta\vec{m} = \frac{1}{\xi M_s} \left[-\frac{M_s}{\xi} \delta\vec{m} - \frac{\tau_{sf} \eta_0}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{sf} \mu_B P}{e M_s} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \right] - \\ - \frac{\tau_{sf} \eta_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{sf} \mu_B P}{e M_s} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta\vec{m} = -\frac{\delta\vec{m}}{\xi^2} - \frac{\tau_{sf} \eta_0}{\xi M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{sf} \mu_B P}{e \xi M_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} - \\ - \frac{\tau_{sf} \eta_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{sf} \mu_B P}{e M_s} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta\vec{m} + \frac{\delta\vec{m}}{\xi^2} = \left[-\frac{\tau_{sf} \eta_0}{\xi M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{sf} \mu_B P}{e \xi M_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} - \right. \\ \left. - \frac{\tau_{sf} \eta_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{sf} \mu_B P}{e M_s} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \right] \cdot \frac{\tau_{ex}}{\tau_{ex}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{(1 + \xi^2)}{\xi^2} \delta\vec{m} = -\frac{\tau_{ex} \eta_0}{\xi^2 M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{ex} \mu_B P}{e \xi^2 M_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} - \\ - \frac{\tau_{ex} \eta_0}{\xi M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{ex} \mu_B P}{\xi e M_s} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\delta\vec{m} &= \frac{1}{1+\xi^2} \left[-\frac{\tau_{ex}\eta_0}{M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{ex}\mu_B P}{eM_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} - \right. \\
&\quad \left. - \frac{\tau_{ex}\eta_0 \xi}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\tau_{ex}\mu_B P \xi}{eM_s} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \right] \\
\delta\vec{m} &= \frac{\tau_{ex}}{1+\xi^2} \left[-\frac{\eta_0}{M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\mu_B P}{eM_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} - \right. \\
&\quad \left. - \frac{\eta_0 \xi}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\mu_B P \xi}{eM_s} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \right]. \tag{B.22}
\end{aligned}$$

Realocando os termos da equação (B.22), temos que

$$\begin{aligned}
\delta\vec{m} &= \frac{\tau_{ex}}{1+\xi^2} \left[-\frac{\xi\eta_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\eta_0}{M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{\xi\mu_B P}{eM_s} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} + \frac{\mu_B P}{eM_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \right]. \tag{B.23}
\end{aligned}$$

A densidade de spin induzida por sua vez, exerce um torque de spin sobre a magnetização.

Pelas considerações a partir da equação (B.2), o torque é dado por,

$$\vec{T} = -\frac{SJ_{ex}}{\hbar \tau_{ex} M_s} \vec{M} \times \vec{m} = -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{M} \times \delta\vec{m}. \tag{B.24}$$

Usando a equação (B.23), temos

$$\begin{aligned}
\vec{M} \times \delta\vec{m} &= \frac{\tau_{ex}}{1+\xi^2} \vec{M} \times \left[-\frac{\xi\eta_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\eta_0}{M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{\xi\mu_B P}{eM_s} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} + \frac{\mu_B P}{eM_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \right] \\
\vec{M} \times \delta\vec{m} &= \frac{\tau_{ex}}{1+\xi^2} \left[-\frac{\xi\eta_0}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\eta_0}{M_s^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{\xi\mu_B P}{eM_s} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} + \frac{\mu_B P}{eM_s^2} \vec{M} \times [\vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}] \right]. \tag{B.25}
\end{aligned}$$

Fazendo uso da mesma identidade de produto vetorial e propriedades usadas na equação

(B.20) no segundo termo da equação (B.25), onde

$$\begin{aligned}\vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= \vec{M}(\vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}) - (\vec{M} \cdot \vec{M}) \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \\ &= -M_s^2 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}\end{aligned}\quad (\text{B.26})$$

com isso, temos que

$$\begin{aligned}\vec{M} \times \delta \vec{m} &= \frac{\tau_{ex}}{1 + \xi^2} \left[-\frac{\xi \eta_0}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\eta_0}{M_s^2} \left(-M_s^2 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\xi \mu_B P}{e M_s} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} + \frac{\mu_B P}{e M_s^2} \vec{M} \times [\vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}] \right] \\ \vec{M} \times \delta \vec{m} &= \frac{\tau_{ex}}{1 + \xi^2} \left[-\frac{\xi \eta_0}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \eta_0 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\xi \mu_B P}{e M_s} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} + \frac{\mu_B P}{e M_s^2} \vec{M} \times [\vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}] \right].\end{aligned}\quad (\text{B.27})$$

Substituindo a equação (B.27) no torque dado pela equação (B.24), obtemos

$$\begin{aligned}\vec{T} &= -\frac{\tau_{ex}}{\tau_{ex} M_s (1 + \xi^2)} \left[-\frac{\xi \eta_0}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \eta_0 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\xi \mu_B P}{e M_s} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} + \frac{\mu_B P}{e M_s^2} \vec{M} \times [\vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}] \right] \\ \vec{T} &= \frac{1}{(1 + \xi^2)} \left[-\frac{\eta_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\xi \eta_0}{M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\mu_B P}{e M_s^3} \vec{M} \times [\vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}] - \frac{\xi \mu_B P}{e M_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \right].\end{aligned}\quad (\text{B.28})$$

Como podemos observar, na equação acima existem quatro termos; os dois primeiros termos são relacionados à variação da magnetização no tempo e os dois últimos descrevem a variação da magnetização no espaço. Percebemos que os dois primeiros termos são independentes da corrente, enquanto que os dois últimos termos representam o efeito de corrente induzida, assim eles são proporcionais à corrente.

A equação padrão de Landau-Lifshitz-Gilbert (vista com detalhes na seção 3.1) consiste de um termo precessional devido à um campo efetivo e um termo de “*damping*” (amorteci-

mento) fenomenológico. Em adição a esses torques, o torque acima \vec{T} (equação (B.28)) é agora adicionado à equação LLG. Assim,

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \vec{T} \quad (\text{B.29})$$

onde γ é a razão giromagnética, \vec{H}_{ef} é o campo magnético efeito e α é o parâmetro de amortecimento de Gilbert.

Nosso principal foco é o torque de spin devido ao vetor magnetização espacial não-uniforme, os dois últimos termos da equação (B.28). Os torques referentes à variação da magnetização no tempo podem ser completamente absorvidos pela redefinição da razão giromagnética γ e da constante de amortecimento α (53). Portanto, escrevemos a equação completa para a dinâmica de magnetização como

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = & - \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \\ & - \frac{\mu_B P}{e M_s^3} \vec{M} \times [\vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}] - \frac{\xi \mu_B P}{e M_s^2} \vec{M} \times (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}. \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$

Assumimos a direção-x como a direção da corrente aplicada, portanto

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = & - \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \\ & - \frac{v_j}{M_s^2} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) - \frac{c_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \end{aligned} \quad (\text{B.31})$$

onde $v_j = P j_e \mu_B / e M_s (1 + \xi^2)$ e $c_j = \xi v_j$. Podemos perceber que v_j e c_j tem unidade de velocidade.

APÊNDICE C – Termo de Corrente

Temos uma equação de Bloch semiclássica para o elétron de condução de densidade de spin \vec{m} .

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{m} \times \vec{M} - \langle \Gamma(\vec{s}) \rangle. \quad (C.1)$$

Por definição, temos que a densidade de spin induzido é separado em dois termos,

$$\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{m}_0(\vec{r}, t) + \delta \vec{m}(\vec{r}, t) = \frac{\eta_0}{M_s} \vec{M}(\vec{r}, t) + \delta \vec{m}(\vec{r}, t) \quad (C.2)$$

onde η_0 é a densidade de spin de equilíbrio local cuja direção é paralela à magnetização.

Similarmente escrevemos a densidade de corrente de spin como,

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \vec{J}_0(\vec{r}, t) + \delta \vec{J}(\vec{r}, t) = -(\mu_B P/e) \vec{j}_e \otimes \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} + \delta \vec{J}(\vec{r}, t) \quad (C.3)$$

onde e é a carga do elétron, \vec{j}_e é a densidade, μ_B é o magneton de Bohr e P é polarização de corrente de spin.

Inicialmente substituímos a equação (C.2) no primeiro termo do lado esquerdo da equação (C.1)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\eta_0}{M_s} \vec{M}(\vec{r}, t) + \delta \vec{m}(\vec{r}, t) \right] \\ &= \frac{\eta_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial \delta \vec{m}(\vec{r}, t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (C.4)$$

Apenas consideramos a resposta linear de $\delta \vec{m}$ para a corrente elétrica j_e e para derivada da magnetização $\frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$. Assim $\delta \vec{m}$ já é de primeira ordem, $\partial \delta \vec{m} / \partial t$ será da ordem de $j_e \partial \vec{M} / \partial t$ ou

$\partial^2 \vec{M} / \partial t^2$. Portanto, o segundo termo da equação (C.4) pode ser descartado. Assim,

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = \frac{\eta_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{C.5})$$

Substituindo a equação (C.3) no segundo termo do lado esquerdo da equação (C.1), então

$$\nabla \cdot \vec{J} = \nabla \cdot \left[-(\mu_B P/e) \vec{j}_e \otimes \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} + \delta \vec{J}(\vec{r}, t) \right] \quad (\text{C.6})$$

Pela definição da equação (B.14), temos que $\delta \vec{J} = -D_0 \nabla \delta \vec{m}$ e substituindo na equação acima

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{J} &= \nabla \cdot \left[-(\mu_B P/e) \vec{j}_e \otimes \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} - D_0 \nabla \delta \vec{m} \right] \\ &= \nabla \cdot \left[-(\mu_B P/e) \vec{j}_e \otimes \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} \right] - \nabla \cdot \left[D_0 \nabla \delta \vec{m} \right] \\ &= -\frac{\mu_B P}{e} (\nabla \cdot \vec{j}_e) \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} - \frac{\mu_B P}{e} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} - D_0 \nabla^2 \delta \vec{m} \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

Descartamos o primeiro termo, pois estamos tratando de uma corrente estacionária, portanto

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\frac{\mu_B P}{e M_s} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}(\vec{r}, t) - D_0 \nabla^2 \delta \vec{m} \quad (\text{C.8})$$

Agora iremos tratar do primeiro termo do lado direito da equação (C.1). Substituindo a equação (C.2) neste termo, teremos

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \vec{m} \times \vec{M} &= -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \left[\frac{\eta_0}{M_s} \vec{M}(\vec{r}, t) + \delta \vec{m}(\vec{r}, t) \right] \times \vec{M}(\vec{r}, t) \\ &= -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \left[\frac{\eta_0}{M_s} \vec{M}(\vec{r}, t) \times \vec{M}(\vec{r}, t) + \delta \vec{m}(\vec{r}, t) \times \vec{M}(\vec{r}, t) \right] \\ &= -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \delta \vec{m}(\vec{r}, t) \times \vec{M}(\vec{r}, t) \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

O segundo termo do lado direito da equação (C.1) segue a definição da equação (B.13)

$$\langle \Gamma(\vec{s}) \rangle = \frac{\delta \vec{m}(\vec{r}, t)}{\tau_{sf}} \quad (\text{C.10})$$

Substituindo as equações (C.5), (C.8), (C.9) e (C.10) na equação (C.1), temos

$$\frac{\eta_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}(\vec{r}, t)}{\partial t} - \frac{\mu_B P}{e M_s} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M}(\vec{r}, t) - D_0 \nabla^2 \delta \vec{m} = -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \left[\delta \vec{m}(\vec{r}, t) \times \vec{M}(\vec{r}, t) \right] - \frac{\delta \vec{m}(\vec{r}, t)}{\tau_{sf}} \quad (\text{C.11})$$

ou seja,

$$D_0 \nabla^2 \delta \vec{m} - \frac{1}{\tau_{ex} M_s} \delta \vec{m} \times \vec{M} - \frac{\delta \vec{m}}{\tau_{sf}} = \frac{\eta_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\mu_B P}{e M_s} (\vec{j}_e \cdot \nabla) \vec{M} \quad (\text{C.12})$$

ANEXO A - TRABALHO PUBLICADO



Research articles

Depinning of the transverse domain wall trapped at magnetic impurities patterned in planar nanowires: Control of the wall motion using low-intensity and short-duration current pulses

E.L.M. Paixão*, D. Toscano, J.C.S. Gomes, M.G. Monteiro Jr., F. Sato, S.A. Leonel, P.Z. Coura

Departamento de Física, Laboratório de Simulação Computacional, Universidade Federal de Juiz de Fora, Juiz de Fora, Minas Gerais 36036-330, Brazil

ARTICLE INFO

Article history:

Received 27 April 2017

Received in revised form 24 November 2017

Accepted 27 November 2017

Keywords:

Transverse domain wall

Spin transfer torque

Artificial magnetic defects

Micromagnetic simulations

ABSTRACT

Understanding and controlling of domain wall motion in magnetic nanowires is extremely important for the development and production of many spintronic devices. It is well known that notches are able to pin domain walls, but their pinning potential strength are too strong and it demands high-intensity current pulses to achieve wall depinning in magnetic nanowires. However, traps of pinning can be also originated from magnetic impurities, consisting of located variations of the nanowire's magnetic properties, such as exchange stiffness constant, saturation magnetization, anisotropy constant, damping parameter, and so on. In this work, we have performed micromagnetic simulations to investigate the depinning mechanism of a transverse domain wall (TDW) trapped at an artificial magnetic defect using spin-polarized current pulses. In order to create pinning traps, a simplified magnetic impurity model, only based on a local reduction of the exchange stiffness constant, have been considered. In order to provide a background for experimental studies, we have varied the parameter related to the pinning potential strength of the magnetic impurity. By adjusting the pinning potential of magnetic impurities and choosing simultaneously a suitable current pulse, we have found that it is possible to obtain domain wall depinning by applying low-intensity and short-duration current pulses. Furthermore, it was considered a planar magnetic nanowire containing a linear distribution of equally-spaced magnetic impurities and we have demonstrated the position control of a single TDW by applying sequential current pulses; that means the wall movement from an impurity to another.

© 2017 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Nanoscaled magnetic thin films are suitable systems to study exotic magnetic structures, such as vortices, skyrmions and domain walls. Besides being a relevant subject to fundamental micromagnetism, new concepts for spintronic devices [1–3] based on such quasiparticles are made possible once they can be manipulated not only by a magnetic field but also by a spin-polarized current. In this paper, we focus on the study of the magnetization dynamics of magnetic nanowires where the domain walls are restricted to a unidimensional movement. In the last few years, much effort has been dedicated to control the nucleation and propagation of domain walls in magnetic nanowires [4–8]. It is well known that a planar nanowire made of a soft magnetic material

can present the either transverse or vortex domain walls [9,10], the wall structure depends on the aspect ratio of the nanowire (thickness/width). Due to the shape anisotropy, the magnetic domains are aligned along the wire's longest axis. Thus, the wall separating two antiparallel domains can occur in the either head-to-head or tail-to-tail configurations. Several domain walls can coexist in the same magnetic nanowire, being necessary that adjacent domain walls alternate between the head-to-head and tail-to-tail configurations. The simplest effect induced by an axial magnetic field pulse is the wall displacement. When applying magnetic field along the wire's length, the domain with magnetization oriented in the direction of the field expands to minimize the Zeeman energy, thus the wall is shifted from its equilibrium position. It is worth mentioning that magnetic fields can not be used to move multiple DWs in the same nanowire, because the neighboring DWs move in opposite directions and eventually annihilate with each other. Due to the spin transfer torque effect (STT) [11–15], it has been found that both head-to-head and tail-to-tail domain walls can be translated with the same velocity when a

* Corresponding author.

E-mail addresses: elmpaixao@fisica.ufjf.br (E.L.M. Paixão), danielotoscano@fisica.ufjf.br (D. Toscano), jcsgomes@fisica.ufjf.br (J.C.S. Gomes), maxweljr@gmail.com (M.G. Monteiro Jr.), sjfsato@fisica.ufjf.br (F. Sato), sidiney@fisica.ufjf.br (S.A. Leonel), pablo@fisica.ufjf.br (P.Z. Coura).

spin-polarized current is conducted along the nanowire. Thus, either wall configuration will be shifted in the direction of the electron flow [16]. It has been demonstrated experimentally that artificial defects, such as notches patterned as part of the nanowire, are able to control the wall domain positions [17,18]. The DW precessional motion confined in a potential well was observed by applying a spin-polarized current below a threshold value [19]. Also it has been noticed that it was needed to use high current densities [20,21] for depinning the wall trapped at a notch, being the current amplitudes impractical for applications in devices due to increase of the material temperature (Joule heating) [22]. Thomas et al. [23] showed the domain walls can be easily depinned from a notch by using the concept of resonant amplification, which uses a short sequence of current pulses, whose durations and separations are tuned to the wall's precession frequency. Although this strategy minimizes the current densities required to depin the domain walls (about 5 times smaller than in the absence of resonant amplification), a static magnetic field was simultaneously used to assist domain wall depinning.

The majority of spintronic devices based on domain wall motion require traps to stabilize the wall at predefined positions along the magnetic nanowire [16,24–26]. These traps correspond to artificial defects and its incorporation into nanowires has been performed by nanowire's located variations either its geometry or its magnetic properties. Variations on the geometry of the nanowires (such as notches, anti-notches, junctions and corners) have shown useful to pin domain walls [6,18,27–32], but their pinning potential strength are too strong and it demands high-intensity current pulses to achieve wall depinning in magnetic nanowires. As an alternative, magnetic defects (variations on the magnetic properties of the nanowires) can be used to engineer traps for domain walls. The control offered by ion irradiation or ion implantation techniques makes it possible to tailor magnetic properties of a predefined region in magnetic thin films [33], for a review see Ref. [34]. Gallium implantation in Permalloy thin films from a focused ion beam system has been investigated in Ref. [35]. It was found that there is minimum value of the implantation dose (10^{15} Ga⁺/cm²) required for increasing the coercivity of the implanted region. The region with higher coercivity has resulted in a trap for domain wall pinning. On the other hand, the gallium implantation in films with perpendicular magnetic anisotropy (PMA) was suitable to locally reduce the magnetic anisotropy [36,37]. Moreover, transition metals have been implanted with the intention to modify the saturation magnetization (chromium and nickel) and the magnetic anisotropy (cobalt), see Ref. [38–40]. Finally, the modification of the magnetic damping could be achieved with the implantation of rare-earth elements (terbium, gadolinium, holmium), see Ref. [41,42].

In the last few years the effect of the implantation of chromium ions into permalloy thin films have been investigated [38,43,44]. It is well known that modification of magnetic properties are accompanied by structural changes in the irradiated region. It might also be observed that structural defects are responsible for tailoring magnetic properties: local reduction of the saturation magnetization, small variations in the magnetocrystalline anisotropy as well as changing the exchange constant and the damping parameter [34]. Domain wall pinning was observed experimentally in permalloy nanowires containing the so-called magnetic soft spots [45,46]. These works have reported that the strength of the pinning potential can be tuned by the Cr ion fluence applied to induce the traps for domain walls. In addition the authors performed micromagnetic simulations to investigate the pinning potential by varying the saturation magnetization at the local of a square-shaped magnetic soft spot. In summary they have concluded that the implantation of chromium ions can be used to induce traps for domain

walls via a local reduction in the saturation magnetization. A small addition of Cr into permalloy, about 8% Cr, is able to degrade the magnetic properties of the near-surface region, which becomes an alloy paramagnetic at room temperature [43]. For this reason, subsequent works have used focused ion beam irradiation to modify the magnetic properties at the interface of multilayer nanowires [47–49]. The magnetic system consist of a layer permalloy capped with a non-magnetic layer, such as chromium or gold. Using localized Ga⁺ ion irradiation, these investigations have observed domain wall pinning at the regions where the irradiation caused the intermixing of the ferromagnetic and non-magnetic layers. Thus, the modification of the magnetic properties occurs more homogeneously without the damaging effects become significant. Once again the authors of these investigations perform micromagnetic simulations to explain the irradiation dose dependence with the pinning strength via a local reduction of the saturation magnetization, whereas the others material parameters have not been changed. As mentioned in many works [34,46,47], the effect of the ion irradiation can introduce discontinuities not only in the saturation magnetization but also in others magnetic properties, in particular a local variation in the exchange coupling. However, until this study there are no experimental results about the effect caused in the domain wall dynamic by a local change in the exchange constant. Furthermore, our team has considered a discontinuity of the exchange stiffness constant in soft magnetic material by using micromagnetic simulations [50–52]. In the Ref. [50] both pinning and blocking traps for the TDW in magnetic nanowires have been observed via Hamiltonian model describing two types of magnetic impurities. A local reduction of the exchange constant originates a pinning trap (potential well), whereas a local increase of the exchange constant originates a blocking trap (potential barrier). The control of the position using such magnetic impurities have already been demonstrated via micromagnetic simulation by our group [51]. In this study the TDW movement from an impurity to another was induced by external magnetic field pulse. Recently we have studied the polarity reversal of the TDW under the condition that the wall with reversed polarity was stabilized at predefined positions [52]. We have observed that the control of the TDW position using a pair of magnetic impurities requires smaller excitation amplitudes than the polarity control does, about one order of magnitude. In order to stabilize the wall with the reversed polarity, we had to strengthen the pinning and blocking effects. This was achieved by increasing the size of the magnetic impurity clusters.

Within this framework, magnetic defects can be intentionally incorporated in nanomagnets to change the magnetic properties of selected areas, which can be used to engineer traps for domain walls in magnetic nanowires. We believe that magnetic impurities consisting of local variations of the nanowire's magnetic properties are more advantageous than notches, because they do not distort the wire geometry besides providing more parameters to adjust the strength of the trap pinning potential. Evidently, it is not needed to apply a high-intensity current pulse when the wall is weakly pinned at a trap. This can be achieved by tuning not only the impurity size (the selected area of the nanowire where the material magnetic properties will be modified) but also in strength of the located magnetic variations (exchange stiffness constant, saturation magnetization, anisotropy constant, damping parameter, and so on). In previous papers our team has used only magnetic field pulses as external agent to manipulate TDW trapped in magnetic defects, however, in this work, we have used only current pulses. Our work system consists of Permalloy planar nanowires containing magnetic impurities, such pinning traps were introduced via a local reduction of the exchange stiffness constant. In contrast to previous studies on the domain wall depinning, which

used a notch as a trap, we have observed that it is not necessary high-intensity current pulses or even an additional magnetic field to achieve domain wall depinning. Even if the wall is strongly pinned at a magnetic impurity, we can reduce the amplitude of the current pulse by using the concept of resonant amplification. As has been previously mentioned, this strategy was developed by L. Thomas et al. [23] by studying the domain wall depinning at a notch. This study has also considered a planar magnetic nanowire containing a linear distribution of equally-spaced magnetic impurities and we have investigated the possibility of controlling the TDW position from an impurity to another by applying sequential current pulses.

2. Model and methodology

In this section we present a brief introduction of the micromagnetism formalism, in particular of the problem concerning the current induced domain wall motion. By applying a spin polarized current in a ferromagnet, the magnetic moments of the charge carriers tend to align its polarization along the local magnetization direction due to the strong exchange interaction between the local magnetization and the magnetic moments of the itinerant electrons. Due to total spin conservation, the spin angular momentum of conduction electrons is transferred to localized magnetic moments, which is equivalent to a torque acting on the magnetization. In order to obtain a theoretical framework in which was able to explain the experimental results, Zhang and Li have proposed the standard Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation with two additional terms related to spin torque due to the spatially non-uniform magnetization [53]. The modified LLG equation for a polarized current in the x-direction is given by

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{b_j}{M_s^2} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \right) - \frac{c_j}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x}, \quad (1)$$

where \vec{M} is the local magnetization, M_s is the saturation magnetization ($|\vec{M}| = M_s$), γ is the gyromagnetic ratio, \vec{B}_{eff} is the effective magnetic field, α is the Gilbert damping parameter, $b_j = P j_e \mu_B / e M_s (1 + \xi^2)$ and $c_j = \xi b_j$ has unit of velocity, μ_B is the Bohr magneton, j_e is the current density and P is the spin polarization of the current. The two last terms are well known adiabatic and non-adiabatic spin torques, respectively. Initially, c_j was discarded because $c_j/b_j = \xi \approx 10^{-2}$, but it is necessary to determine the initial and terminal velocities of the domain wall [53].

Our work system have the shape of a parallelepiped of length L , width w and thickness t along the directions \hat{x} , \hat{y} and \hat{z} , respectively, see Fig. 1. We have chosen $L = 2500$ nm, $w = 30$ nm and $t = 5$ nm that satisfy the condition $L \gg w > t$ required to obtain TDW. Fig. 1 shows a typical initial configuration to study TDW depinning. We have used our own numerical code written in Fortran 90 programming language and the magnetization dynamics is performed by numerical solution of the discrete version of the modified LLG

equation (Eq. 1). Within the micromagnetic approach, the interaction constants depend on the parameters of the material and also on how the system is partitioned into cells. We have chosen to use cubic cells of edge length a to calculate the total energy $E = E_{ex} + E_{dip}$. According to the classical ferromagnetic model, we have computed the energy of the system with the following expression

$$E = -\frac{a^3}{2} \sum_i \vec{M}_i \cdot \left\{ \frac{1}{a^3 M_s^2} \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} \vec{M}_j + \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{\substack{j \\ j \neq i}} \left[\frac{3 \hat{r}_{ij} (\vec{M}_j \cdot \hat{r}_{ij}) - \vec{M}_j}{(r_{ij}/a)^3} \right] \right\} \quad (2)$$

$$E = -\frac{a^3}{2} \sum_i \vec{M}_i \cdot \vec{B}_{eff}^i$$

where the indices i and j represent the cubic cells of the sample, r_{ij} the distance between them, the constant μ_0 is the magnetic permeability and the symbol $\langle i, j \rangle$ indicates nearest neighbors. We have chosen the typical parameters of the Permalloy-79 ($\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$), the saturation magnetization $M_s = 8.6 \times 10^5$ A/m, the exchange stiffness constant $A = 1.3 \times 10^{-11}$ J/m, the damping parameter $\alpha = 0.01$ and no anisotropy. As in many micromagnetic simulations [21,54,55] we have used the following parameters for the spin-polarized current $P = 0.5$ and $\xi = 0.015$. We have estimated the exchange length as $\lambda = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} \approx 5.3$ nm and according to the rule $a < \lambda$ we have chosen $a = 5$ nm. $J_{ij} = J = 2aA$ (units of energy) is the exchange coupling constant between cells of the Permalloy and $J_{ij} = J'$ for interaction between Permalloy and magnetic impurities. To integrate the equation of motion we have used the fourth-order predictor-corrector method with time step $\Delta t = 0.043$ ps and we have not used cut off in the dipolar interaction term.

Considering the TDW as a quasiparticle of well-defined mass [56], its dynamical behavior in the presence of magnetic impurities can be studied as a mechanical oscillator when it is subjected to an external excitation. By altering the local variation J'/J , we can change the minimum (attractive) or maximum (repulsive) energy between TDW and magnetic impurity. There are two possible situations: If $J'/J < 1$, the TDW moves toward the magnetic impurity site and is trapped by it due to an effective attractive potential interaction between the TDW and the magnetic impurity. If $J'/J > 1$, the TDW moves away of the magnetic impurity site due to an effective repulsive potential of interaction between the TDW and the magnetic impurity [50–52]. In this work, we have considered only values in the range $0 \leq J'/J \leq 0.9$ for a local variation of the exchange constant, which represent pinning traps (potential wells). For example $J'/J = 0.3$ corresponds to a local reduction of 70% exchange constant.

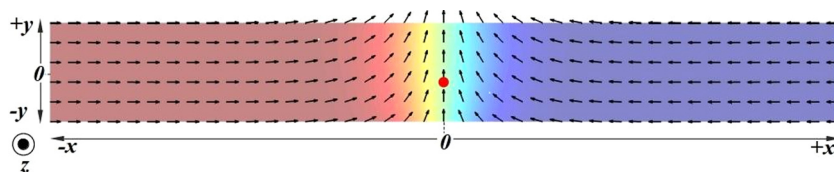


Fig. 1. Schematic view of the initial configuration of a ferromagnetic planar nanowire containing a TDW pinned at a predefined position, where there is a magnetic impurity (red circle) located practically at the wire's geometrical center (0, -2.50, 0) nm.

In our numerical code we use the field \vec{B}_{eff} rather than to calculate \vec{H}_{eff} , which is other common way to calculate $\partial\vec{M}/\partial t$ in the micromagnetic approach. The relation between them is given by $\vec{B}_{\text{eff}} = \mu_0\vec{H}_{\text{eff}} + \mu_0\vec{M}$ and the energy per unit volume is given by $\vec{M} \cdot \vec{B}_{\text{eff}} = \mu_0\vec{M} \cdot \vec{H}_{\text{eff}} + \mu_0|\vec{M}|^2$. The last term is constant because it depends on the local magnetization and it can be ignored to resolve the Eq. 1. Thereby, the system dynamics is not altered if we choose either the field \vec{B}_{eff} or \vec{H}_{eff} .

3. Results and discussion

In order to propose a simple model trap using magnetic impurities that act as pinning sites, it is essential to know the interaction potential between the TDW and the magnetic impurity as a function of the distance d_{π} between them. To calculate the interaction energy between the magnetic impurity and TDW, we have fixed the TDW at the center of the nanowire (see Fig. 1) and only varied the impurity position along the x-axis. For each d_{π} we have calculated the total internal energy of the system $E(d_{\pi})$. The energy $E(d_{\pi} \rightarrow \infty)$ tends to the configuration energy of the system without impurity. Thus, the interaction energy between the magnetic impurity and TDW has been estimated using the following expression $E_{\pi}(d_{\pi}) = E(d_{\pi}) - E(d_{\pi} \rightarrow \infty)$. Fig. 2 shows the interaction energy as a function of d_{π} . For any local variation J'/J , we have observed that the TDW can be considered a free quasiparticle (depinning) as the interaction energy goes to zero in $d_{\pi} \approx 60$ nm. Before computing the interaction energy between the TDW and the magnetic impurity, we have chosen as initial condition, the TDW placed exactly at the middle of the wire without no impurity. In the absence of an external agent (magnetic field or current), the integration of the equations of motion (Eq. 1) leads the system to minimum energy configuration. This makes possible the adjustment of the wall width to the dimensions of the nanowire.

To begin the study of the TDW depinning mechanism we have chosen to use small constant current pulse in the range $(0.1 \leq j_e \leq 2.0) \times 10^{12}$ A/m², where the maximum value $j_e^{\text{max}} = 2.0 \times 10^{12}$ A/m² was chosen to avoid Joule heating [22]. Fig. 3 shows our simulation results of the TDW position as a

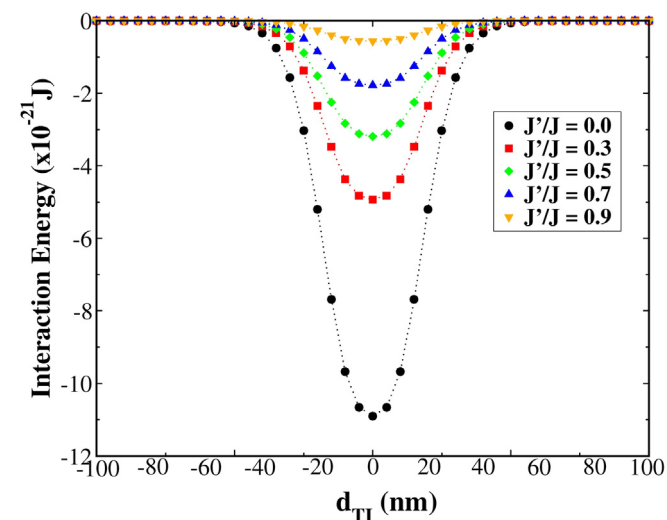


Fig. 2. Interaction energy as a function of the distance d_{π} between magnetic impurity and TDW. To compute the interaction energy for a certain relative distance d_{π} , we have kept the wall at the wire's center and only the impurity position was varied the wire's axis (x-axis). One can see that the pinning potential strength increases as the local variation J'/J decreases. A typical value of $J'/J = 0.7$ corresponds to a local reduction of 30% exchange constant.

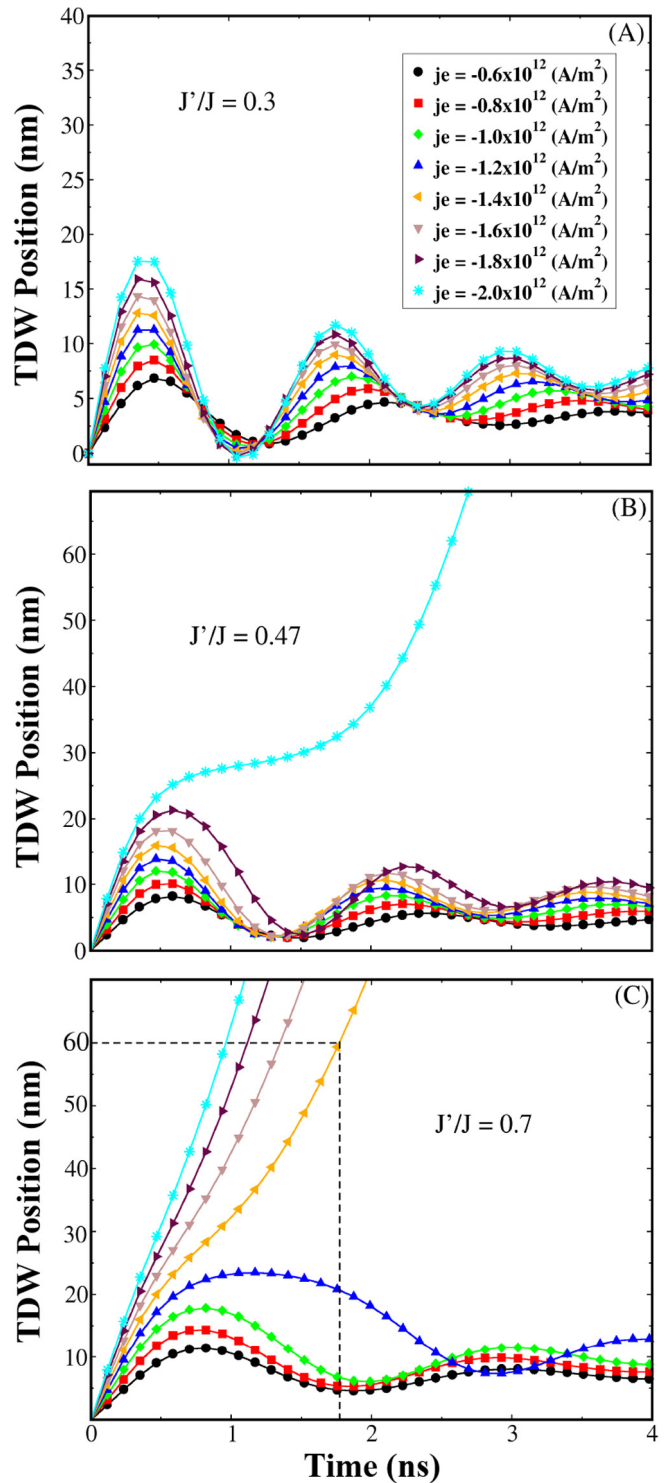


Fig. 3. When it is applied a constant current pulse the behavior of the TDW position can be separated in two situations: Figure (A) shows our simulations results when the TDW is strongly pinned ($J'/J < 0.47$). Figure (B) shows the limit case between strongly and weakly pinned. Figure (C) shows our results when the TDW is weakly pinned ($J'/J > 0.47$). For several values of j_e the TDW can be considered depinned when $d_{\pi} \geq 60$ nm. For $j_e = -1.4 \times 10^{12}$ A/m² a current pulse of duration $T_p \approx 1.80$ ns is sufficient for depin the TDW.

function of the time for $J'/J = 0.3, 0.47, 0.7$ as the current is injected into the TDW along the negative x-axis. The value of $J'/J = 0.3$ has been chosen because its pinning potential is not as strong as $J'/J = 0.0$, whereas the value of $J'/J = 0.7$ has been

due its pinning potential is not as weak as $J'/J = 0.9$, see Fig. 2. We can see that j_e^{max} is the minimum value required to depin the domain wall for $(J'/J)_{min} = J'/J = 0.47$ (Fig. 3B). Thereby, the depinning mechanism is divided in two situations: In the first situations (weakly pinned), for $J'/J \geq (J'/J)_{min}$ (Fig. 3B and 3C), the depinning occurs for some values $j_e \leq j_e^{max}$. In the second situation (strongly pinned), for $J'/J < (J'/J)_{min}$ (Fig. 3A) it is impossible to depin the TDW applying a small constant current pulse.

In the first situation, we can use an unipolar current pulse of duration T_p , which is defined using the limit of $d_{T1} = 60$ nm as reference. For example, in Fig. 4 is displayed our simulation results to $j_e = 1.4 \times 10^{12}$ A/m² along the negative x-axis, and $J'/J = 0.7$ when it is applied an unipolar current pulse for several values of T_p . We can observe that for $T_p \approx 1.80$ ns the TDW is depinned according to the result showed in Fig. 3C (dashed line). Thus, we can conclude that it is a good option to apply a constant current to determine T_p previously. We performed simulations for others rates $J'/J > (J'/J)_{min}$ (not showed here) that confirm this methodology to depin the TDW.

In the second situation it is possible to take advantage of the resonant behavior of the TDW subjected to an oscillatory current pulse. L. Thomas et al. showed that the oscillation amplitude of the TDW confined to a strong pinning potential can be amplified when the current pulse has opposite polarities [23]. We have verified that for $0.13 \leq J'/J < (J'/J)_{min}$ the oscillation amplitude is amplified, in an efficient way to depin the TDW, when it is applied a bipolar current pulse that has a duration T_p varying between the times $t_1 = T_0(j_e)/4$ and $t_2 = T_0(j_e)/2$ (see Fig. 5A), where $T_0(j_e)$ is the TDW oscillation period subjected to a constant current pulse j_e . By reversing the pulse in this way, the amplitude of oscillation can be increased until reaching the distance $d_{T1} \approx 60$ nm. In Fig. 5B it is showed the type of current pulse (inset) and our simulation results of the TDW position as a function of the time for $J'/J = 0.3$. We can observe that the depin occur for several values of T_p in the interval $[t_1, t_2]$.

Finally, for $0 < J'/J < 0.13$, we have verified that a bipolar current pulse is not enough to increase the oscillation amplitude to depin the TDW. Thus, it is necessary to explore other types of current pulses of opposing polarities to increase the amplitude of oscillation as, for example, a tripolar pulse. Fig. 6 shows our simulation results for $J'/J = 0$ using a tripulse (see inset of the Fig. 6) where we can observe that the TDW is only depinned for

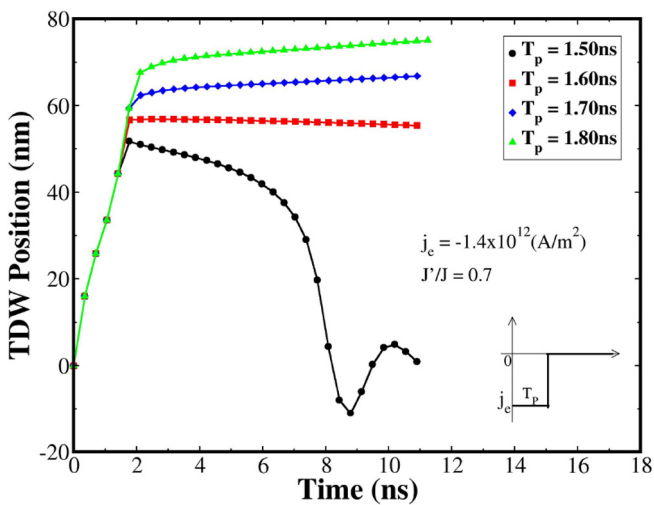


Fig. 4. TDW position as a function of the time when it is applied an unipolar current pulse (see inset). The green line was obtained for $T_p = 1.80$ ns. This pulse duration was predicted in Fig. 3C, considering the limit of $d_{T1} = 60$ nm.

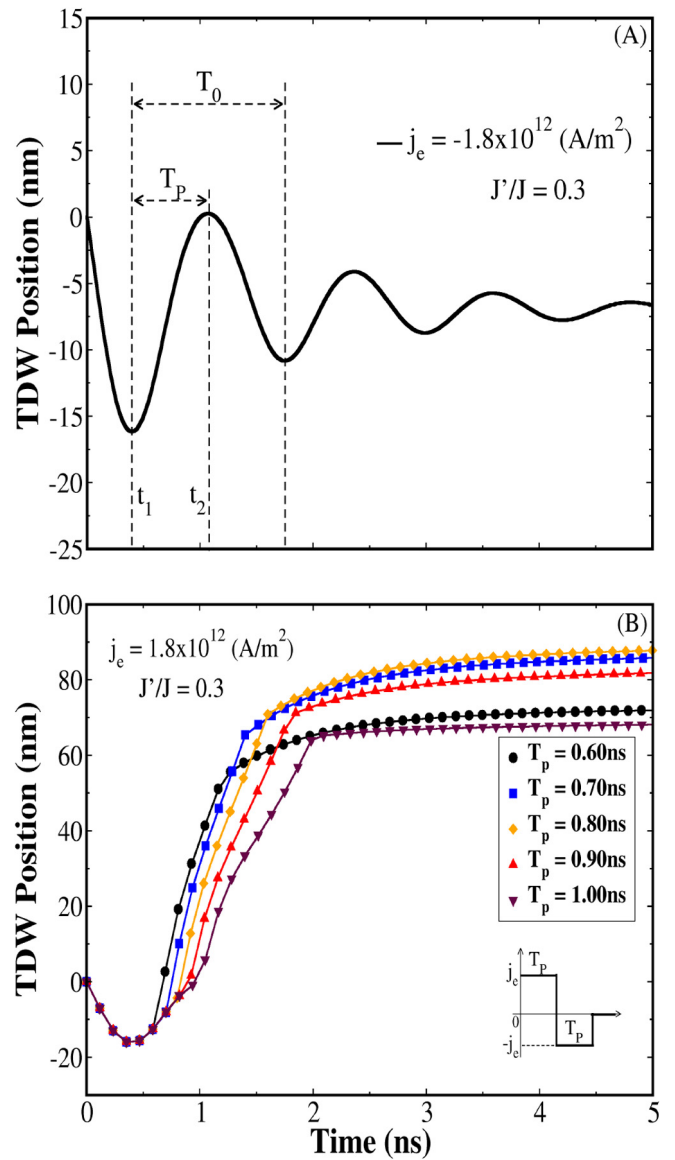


Fig. 5. TDW position as a function of time. Figure (A) when a constant current pulse was applied in order to determine the range $[t_1, t_2]$ which was used to obtain T_p . Figure (B) shows the resonant amplification for some values of T_p when it was applied a bipolar current pulse. We can see that it is possible to depin the TDW for values of T_p within the range $[t_1, t_2]$. For each local variation J'/J we have different values of T_p .

$j_e = 2.0 \times 10^{12}$ A/m². Again, the best result is to use the range $t_1 < T_p < t_2$ defined in the same way as it was obtained for the bipolar current pulses. Our simulation results have confirmed the L. Thomas's simulation results about the use of oscillatory current pulse to depin domain wall [23].

Let us focus on the range $J'/J > 0.13$ to demonstrate the possibility of moving the TDW by controlling its position using an equally spaced magnetic impurities array in the nanowire. As an example, Fig. 7 shows a nanowire containing 7 magnetic impurities ($J'/J = 0.7$) separated by a distance of 60 nm and a TDW initially located at the center of the nanowire. We have applied a sequence of 3 unipolar current pulses along the negative x-axis, of duration $T_p = 1$ ns separated by an interval of $\Delta T = 4.68$ ns that it is the necessary time for the TDW to reach a new equilibrium position, see Fig. 7A. The consecutive snapshots in Fig. 7B show the TDW motion (see, for example, the supplemental videos M1 Ref. [57]). The TDW position as a function of the time is shown in Fig. 8.

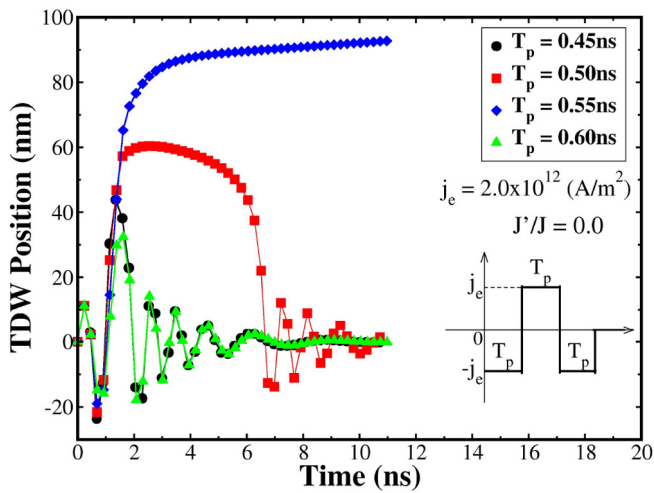


Fig. 6. TDW position as a function of time. For $J'/J = 0$ it is necessary to use a tripulse for depinning the TDW (see inset). Again, the obtained values for T_p are within the range $[t_1, t_2]$ such as it was defined in Fig. 5A.

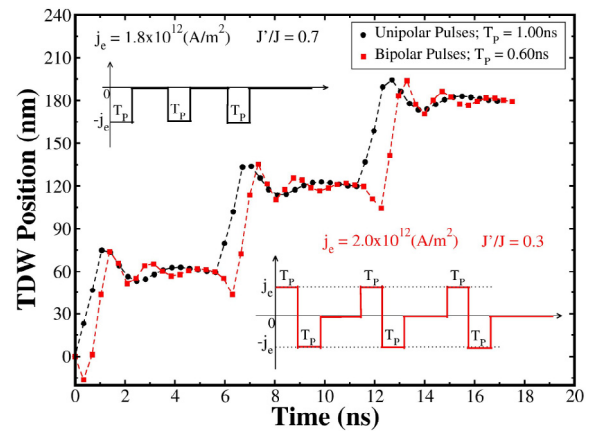


Fig. 8. Temporal evolution of the TDW position using unipolar and bipolar current pulses. TDW position can be controlled using both pulses. The black (circle symbol) curve shows the position control for the case in which the TDW was weakly pinned, while the red (square symbol) curve shows the position control for the case in which the TDW was strongly pinned.

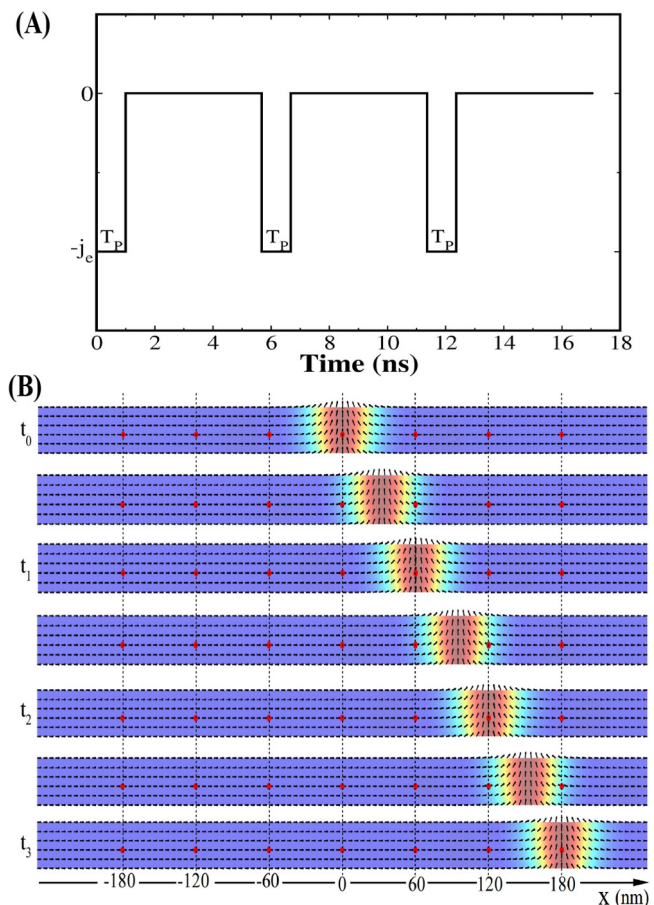


Fig. 7. Figure (A) shows a sequence of 3 unipolar current pulses along the negative x-axis, of duration $T_p = 1$ ns separated by an interval of $\Delta T = 4.68$ ns. Figure (B) snapshots showing the TDW motion when applying a sequence of 3 unipolar current pulses of duration $T_p = 1$ ns separated by an interval of 4.68 ns for $J'/J = 0.7$ and $j_e = -1.8 \times 10^{12}$ A/m². The red circles represent the impurities. The TDW is at rest in $t_1 = 5.68$ ns, $t_2 = 11.36$ ns, and $t_3 = 17.05$ ns at positions 60 nm, 120 nm, and 180 nm, respectively (Multimedia view).

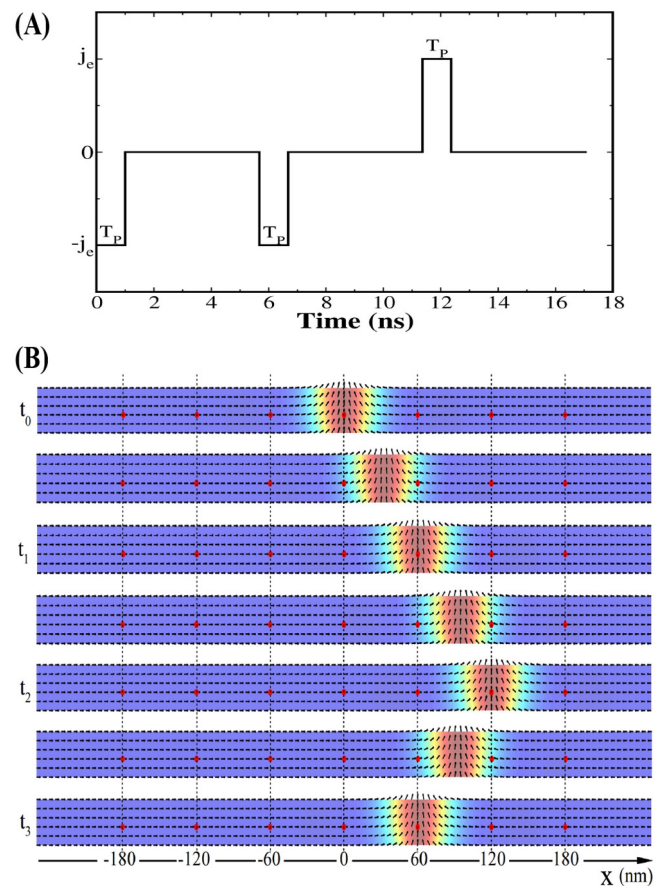


Fig. 9. Figure (A) shows two unipolar current pulses in the negative x-axis direction and one unipolar current pulse in the positive x-axis direction, of duration $T_p = 1$ ns separated by an interval of $\Delta T = 4.68$ ns. Figure (B) snapshots showing the TDW motion when it is applied a sequence of 3 unipolar current pulses (first two along the negative x-axis and the last one in the positive x-axis direction) of duration $T_p = 1$ ns separated by an interval of 4.68 ns for $J'/J = 0.7$ and $j_e = 1.8 \times 10^{12}$ A/m². The red circles represent the impurities. The TDW is at rest in $t_1 = 5.68$ ns, $t_2 = 11.36$ ns, and $t_3 = 17.05$ ns at positions 60 nm, 120 nm, and 60 nm, respectively (Multimedia view).

Another example showing the control of the TDW motion can be seen in the Fig. 9, which shows a nanowire containing 7 magnetic impurities ($J'/J = 0.7$) separated by a distance of 60 nm and a TDW initially located at the center of the nanowire. A scheme similar to Fig. 7. However, we have applied first two unipolar current pulses in the negative x-axis direction and the last one was applied in the opposite direction, of duration $T_p = 1$ ns separated by an interval of $\Delta T = 4.68$ ns, which is the necessary time for the TDW to reach a new equilibrium position, see Fig. 9A. The consecutive snapshots in Fig. 9B show that after the TDW reached the equilibrium position at 120 nm, an unipolar current pulse was applied along the positive x-axis. Thereby, the TDW moves from its equilibrium position at 120 nm to a new equilibrium position at 60 nm (see, for example, the [supplemental videos M2 Ref. \[57\]](#)). Our simulation results for other values $J'/J > (J'/J)_{min}$ are equivalent, confirming that it is possible to control the TDW position using magnetic impurities and an unipolar current pulse of small intensity.

Other results also show that it is possible to move the TDW between successive magnetic impurities using bipolar current pulses. For example, for $J'/J = 0.3$, where we use $T_p = 0.60$ ns, and $\Delta T = 4.68$ ns it is also possible to control the TDW position such as for unipolar current pulses. See Fig. 8 where is shown the TDW position as a function of time for both cases. Thus, we have shown that the TDW position can be controlled using a magnetic impurity array, and either unipolar or bipolar current pulses.

Our simulation results were obtained for a unique set of values of width, thickness, magnetic impurity size and magnetic impurity position along the y-axis. The results for $(J'/J)_{min}$, d_{T1} , and T_p will be different when other values are used, nevertheless the qualitative behavior of the interaction potential should be similar [50]. Thus, further research is needed to analyze these effects and obtain additional conclusions.

From the technological point of view, the reader can wonder whether magnetic defects considered in this work would be able to pin TDW's in a nanowire at room temperature? By analyzing the Fig. 2, one can see that our results for depths of the potential wells are of the same order of magnitude than the thermal energy at room temperature, that is, $\Delta E \sim 10^{-21} [J] \sim k_B T_{room}$. Thus, a defect like that will not pin the domain wall at room temperatures or at least depinning time constant will be very small. As in many micromagnetic simulations, the effect of temperature has been not included in our previous simulations. Although we have shown that magnetic defects (presenting a local reduction in the exchange stiffness constant) are able to pin TDW's, we believe this behavior should be observed at room temperature. In order to complement this work, we have performed some micromagnetic simulations including thermal fluctuations via Langevin dynamics [58] and the results showed that the TDW depinning mechanism is not activated by thermal fluctuations at temperatures below of the Curie temperature, for the case of Permalloy $T_c \approx 700$ K $> T_{room}$. Thus, micromagnetic simulations including or not thermal fluctuations provide evidences that such magnetic defects work as traps for TDW's (see, for example, the [supplemental videos L1 and L2 Ref. \[59\]](#)). In order to verify our predictions, experimental studies could be done to further conclusions. A route to such studies would be to consider an analogue to the multilayer nanowires which were studied in Refs. [47, 48] by replacing the non-magnetic layer with a ferromagnetic layer. What magnetic properties will change significantly if the concentration of Ni or Fe were locally modified in ferromagnet/permalloy bilayer nanowires, exchange stiffness constant or saturation magnetization or even both of these magnetic properties? After using focused ion beam irradiation, we expect an increase in concentration of Ni at the interface of a Ni/Permalloy bilayer nanowire. On the other hand, we expect an

increase in concentration of Fe (or a decrease in concentration of Ni) at the interface of a Fe/Permalloy bilayer nanowire. By comparing the exchange stiffness constant among Ni, Fe and Permalloy, one can see that $A^{Ni} < A^{Py} < A^{Fe}$. A pinning trap (potential well) occurs for a local reduction in the exchange stiffness constant, for example, $A^{Ni} < A^{Py}$, whereas a blocking trap (potential barrier) occurs for a local increase in the exchange stiffness constant, for example, $A^{Fe} > A^{Py}$. Thus, we believe that both pinning and blocking traps for domain walls can be created in Ni/Permalloy and Fe/Permalloy bilayer nanowires, respectively. In order to verify our predictions, a quantitative study should be done to further conclusions.

4. Conclusion

In order to create traps for domain walls in planar magnetic nanowires, recent works [47,48] have used focused ion beam irradiation to modify the magnetic properties at the non-magnetic/ferromagnetic multilayer nanowires. We believe that the intermixing of a non-magnetic metal and permalloy induced by the Ga⁺ beam at the interface of a multilayer nanowires modifies locally not only the saturation magnetization but also other material parameters, especially the exchange stiffness constant; once the exchange energy represents the main term in the total energy of a ferromagnet. For this reason we have considered a simplified magnetic impurity model, which is based on the local variation of the exchange constant [52]. In this work, micromagnetic simulations have been used to investigate the depinning mechanism of the TDW trapped at artificial magnetic defects. We have observed that the adjust of the pinning potential strength via local variation of the exchange constant can be useful to build traps, where the TDW remains weakly pinned. Consequently, it is possible to depin the wall by applying current pulses of small intensities and short duration. It is well known that notches are able to pin DW's, but their pinning potentials are too strong and it demands high-intensity current pulses to depin the DW's from such traps. In order to minimize the current density required to depin the wall at a notch, an external magnetic field had to be applied simultaneously [23]. In the absence of a magnetic field [20,21], it has been reported relatively high current density to induce DW depinning from a notch, being the typical threshold values of the order of 10^{13} A/m². In this work, we have found that it is possible to obtain DW depinning without the need of a magnetic field by adjusting the pinning potential of magnetic impurities and choosing a suitable current pulse simultaneously. Our typical threshold values for current density of the order of 10^{12} A/m² and the pulse duration is a few nanoseconds. In addition, we have shown the position control of the TDW in a planar magnetic nanowire containing a linear distribution of equally-spaced magnetic impurities by using low-intensity and short-duration current pulses. Evidently, it is not needed to apply a high-intensity current pulse when the wall is weakly pinned at a trap. Although we have considered the DW trap size relatively small (which can be really challenge, it does not limit the validity of our results), we can cite a recent experimental work [49] which have already created such traps, whose areas are only one order of magnitude larger. It is important to mention that it is possible to increase the pinning potential strength by increasing the magnetic defect size [48,52]. From the technological point of view, it is crucial to know how to control the pinning potential strength of DW traps. Although it is possible to create traps in which the wall remains weakly pinned, thermal fluctuations at room temperature can affect efficiency of the trap. In this case, it can be necessary a fine tuning in the pinning potential strength to guarantee that the wall remains fixed at the trap.

We believe that the idea of replacing notches with magnetic impurities is advantageous, because it can solve one fundamental issue for the realization of the spintronic devices in which the control of the DW's motion is required. When adopting this strategy, we can ensure not only lower energy consumption but also prevent the degradation of the magnetic track by the Joule heating.

Acknowledgments

The authors would like to thank CAPES, CNPq, FAPEMIG and FINEP (Brazilian Agencies) for the support. Numerical works were done at the Laboratório de Simulação Computacional do Departamento de Física da UFJF.

Appendix A. Supplementary data

Supplementary data associated with this article can be found, in the online version, at <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.11.117>.

References

- [1] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, A. Thiaville, T. Ono, *Nat. Mater.* 6 (2007) 269–273.
- [2] D.A. Allwood, G. Xiong, C.C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, R.P. Cowburn, *Science* 309 (2005) 1688.
- [3] A. Fert, V. Cros, J. Sampaio, *Nat. Nanotechnol.* 8 (2013) 152.
- [4] C.C. Faulkner, D.A. Allwood, M.D. Cooke, G. Xiong, D. Atkinson, R.P. Cowburn, *IEEE Trans. Magn.* 39 (2003) 2860–2862.
- [5] D. Atkinson, D.A. Allwood, C.C. Faulkner, G. Xiong, M.D. Cooke, R.P. Cowburn, *IEEE Trans. Magn.* 39 (2003) 2663–2665.
- [6] M.-Y. Im, L. Bocklage, P. Fischer, G. Meier, *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009) 147204.
- [7] M. Hayashi, L. Thomas, Ya.B. Bazaliy, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang, S.S.P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 197207.
- [8] M. Vázquez, G.A. Basheed, G. Infante, R.P.D. Real, *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012) 037201.
- [9] R.D. McMichael, M.J. Donahue, *IEEE Trans. Magn.* 33 (1997) 4167–4169.
- [10] Y. Nakatani, A. Thiaville, J. Militat, *J. Magn. Magn. Mater.* 290–291 (2005) 750–753.
- [11] L. Berger, *J. Appl. Phys.* 55 (1984) 1954–1956.
- [12] L. Berger, *J. Appl. Phys.* 63 (1988) 1663–1669.
- [13] J.C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* 159 (1996) L1–L7.
- [14] L. Berger, *Phys. Rev. B* 54 (1996) 9353–9358.
- [15] M. Kläui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, L.J. Heyderman, *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003) 105–107.
- [16] S.S.P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, *Science* 320 (2008) 190–194.
- [17] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, S.S. Parkin, *Nat. Phys.* 3 (2007) 21–25.
- [18] L.K. Bogart, D.S. Eastwood, D. Atkinson, *J. Appl. Phys.* 104 (2008) 033904.
- [19] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, S.S.P. Parkin, *Nature* 443 (2006) 197–200.
- [20] S.H. Huang, C.H. Lai, *Appl. Phys. Lett.* 95 (2009) 032505.
- [21] H.Y. Yuan, X.R. Wang, *Phys. Rev. B* 92 (2015) 054419.
- [22] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, T. Shinjo, *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004) 077205.
- [23] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, S. Parkin, *Science* 315 (2007) 1553–1556.
- [24] D. Atkinson, D.S. Eastwood, L.K. Bogart, *Appl. Phys. Lett.* 92 (2008) 022510.
- [25] K. Nagai, Y. Cao, T. Tanaka, K. Matsuyama, *J. Appl. Phys.* 111 (2012) 07D130.
- [26] O.A. Tretiakov, Y. Liu, Ar. Abanov, *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012) 247201.
- [27] D. Petit, A.-V. Jausovec, D. Read, R.P. Cowburn, *J. Appl. Phys.* 103 (2008) 114307.
- [28] R.D. McMichael, J. Eicke, M.J. Donahue, D.G. Port, *J. Appl. Phys.* 87 (2000) 7058–7060.
- [29] M. Kläui, H. Ehrke, U. Rüdiger, T. Kasama, R.E. Dunin-Borkowski, D. Backes, L.J. Heyderman, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, G. Faini, E. Cambril, W. Wernsdorfer, *Appl. Phys. Lett.* 87 (2005) 102509.
- [30] D. Djuhana, H.-G. Piao, S.-H. Lee, D.-H. Kim, S.-M. Ahn, S.-B. Choe, *Appl. Phys. Lett.* 97 (2010) 022511.
- [31] M.C. Sekhar, S. Goolaup, I. Purnama, W.S. Lew, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44 (2011) 235002.
- [32] S.J. Noh, Y. Miyamoto, M. Okuda, N. Hayashi, Y.K. Kim, *J. Appl. Phys.* 111 (2012) 07D123.
- [33] C. Chappert, H. Bernas, J. Ferré, V. Kottler, J.-P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet, H. Launois, *Science* 280 (1998) 1919–1922.
- [34] J. Fassbender, J. McCord, *J. Magn. Magn. Mater.* 320 (2008) 579–596.
- [35] D. Ozkaya, L. R.M. Langford, W.L. Chan, A.K. Petford-Long, *J. Appl. Phys.* 91 (2002) 9937–9942.
- [36] S. Konings, J. Miguel, J. Goedkoop, J. Camarero, J. Vogel, *J. Appl. Phys.* 100 (2006) 033904.
- [37] D. McGrouther, J.N. Chapman, *Appl. Phys. Lett.* 87 (2005) 022507.
- [38] L. Folks, R.E. Fontana, B.A. Gurney, J.R. Childress, S. Maat, J.A. Katine, J.E.E. Baglin, A.J. Kelloc, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 36 (2003) 2601–2604.
- [39] J. Fassbender, J. McCord, *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006) 252501.
- [40] J. McCord, I. Mönch, J. Fassbender, A. Gerber, E. Quandt, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42 (2009) 055006.
- [41] V. Dasgupta, N. Litombe, W.E. Bailey, *J. Appl. Phys.* 99 (2006) 08G312.
- [42] T.A. Moore, P. Möhrke, L. Heyne, A. Kaldun, M. Kläui, D. Backes, J. Rhensius, L.J. Heyderman, J.-U. Thiele, G. Woltersdorf, A.F. Rodriguez, F. Nolting, T.O. Mendes, M.Á. Niño, A. Locatelli, A. Potenza, H. Marchetto, S. Cavill, S.S. Dhesi, *Phys. Rev. B* 82 (2010) 094445.
- [43] J. Fassbender, J. von Borany, A. Mücklich, K. Potzger, W. Möller, J. McCord, L. Schultz, R. Mattheis, *Phys. Rev. B* 73 (2006) 184410.
- [44] J. Fassbender, T. Strache, M.O. Liedke, D. Markó, S. Wintz, K. Lenz, A. Keller, S. Facsko, I. Mönch, J. McCord, *New J. Phys.* (2009) 125002.
- [45] A. Vogel, S. Wintz, J. Kimling, M. Bolte, T. Strache, M. Fritzsche, M.-Y. Im, P. Fischer, G. Meier, J. Fassbender, *IEEE Trans. Magn.* 46 (2010) 1708–1710.
- [46] A. Vogel, S. Wintz, T. Gerhardt, L. Bocklage, T. Strache, M.-Y. Im, P. Fischer, J. Fassbender, J. McCord, G. Meier, *Appl. Phys. Lett.* 98 (2011) 202501.
- [47] M.A. Basith, S. McVitie, D. McGrouther, J.N. Chapman, *Appl. Phys. Lett.* 100 (2012) 232402.
- [48] D.M. Burn, D. Atkinson, *J. Appl. Phys.* 116 (2014) 163901.
- [49] M.J. Benitez, M.A. Basith, R.J. Lamb, D. McGrouther, S. McFadzean, D.A. MacLaren, A. Hrabec, C.H. Marrows, S. McVitie, *Phys. Rev. Appl.* 3 (2015) 034008.
- [50] V.A. Ferreira, D. Toscano, S.A. Leonel, P.Z. Coura, R.A. Dias, F. Sato, *J. Appl. Phys.* 114 (2013) 013907.
- [51] D. Toscano, V.A. Ferreira, S.A. Leonel, P.Z. Coura, F. Sato, R.A. Dias, B.V. Costa, *J. Appl. Phys.* 115 (2014) 163906.
- [52] D. Toscano, S.A. Leonel, P.Z. Coura, F. Sato, B.V. Costa, M. Vázquez, *J. Magn. Magn. Mater.* 419 (2016) 37–42.
- [53] S. Zhang, Z. Li, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 127204.
- [54] G.S.D. Beach, M. Tsoi, J.L. Erskine, *J. Magn. Magn. Mater.* 320 (2008) 1272–1281.
- [55] V. Vlamincik, M. Bailleul, *Science* 322 (2008) 410–413.
- [56] G. Tatara, H. Kohno, J. Shibata, *Phys. Rep.* 468 (2008) 213–301.
- [57] See the supplementary material: videos show the control of the magnetic domain wall position using an arrangement of magnetic impurities along the nanowire acting as pinning sites. In the video M1, we have used $J'/J = 0.7$ and current density $j_e = 1.8 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. We have applied three unipolar current pulses, duration 1 ns each, along the negative x-axis, separated by an interval of $\Delta T = 4.68 \text{ ns}$, which is the necessary time for the TDW to reach a new equilibrium position. In the video M2, we have used $J'/J = 0.7$ and current density $j_e = 1.8 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. We have applied two unipolar current pulse along the negative x-axis and one unipolar current pulse along the positive x-axis, duration 1 ns each. The current pulses are separated by an interval of $\Delta T = 4.68 \text{ ns}$, which is the necessary time for the TDW to reach a new equilibrium position.
- [58] V. Tsiantos, W. Scholz, D. Suess, T. Schrefl, J. Fidler, *J. Magn. Magn. Mater.* 242–245 (2002) 999–1001.
- [59] See the supplementary material: videos show that thermal fluctuations for temperatures smaller than the Curie temperature ($T < T_c$) are not strong enough to depin the TDW from such magnetic defects. In the videos L1 and L2 we have used $T = 300 \text{ K}$ and $T = 600 \text{ K}$, respectively. In these simulations, the pinning potential strength of DW traps was the same $J'/J = 0.7$.

REFERÊNCIAS

- 1 DA ROZ, A. L. et al. **Coleção Nanociência e Nanotecnologia: Princípios e Aplicações**. [S.l.]: Elsevier, 2015. 294 p.
- 2 GUIMARÃES, A. P. **Principles of Nanomagnetism**. [S.l.]: Springer, 2009. 233 p.
- 3 BAILEY, M. J.; DUONG, J. T.; HELMS, B. A. Delivery of Custom-Purposed Colloidal Nanocrystals to Cancer Cells. **Therapeutic Delivery**, v. 3(9), p. 1041–1045, 2012.
- 4 KIM, D.-H. et al. Biofunctionalized Magnetic-Vortex Microdiscs for Targeted Cancer-Cell Destruction. **Nature Materials**, v. 93, p. 165–171, 2010.
- 5 ZHONG, J.; LIU, W.; DU, Z. A Noninvasive, Remote and Precise Method for Temperature and Concentration Estimation Using Magnetic Nanoparticles. **Nanotechnology**, v. 23, p. 075703, 2012.
- 6 BAIBICH, M. N. et al. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. **Physical Review Letters**, v. 61, p. 2472–2475, 1988.
- 7 KNOBEL, M. Aplicações do Magnetismo. **Ciência Hoje**, v. 36, p. 18–26, 2005.
- 8 MALINOWSKI, G.; BOULLE, O.; KLÄUI, M. Current-Induced Domain Wall Motion in Nanoscale Ferromagnetic Elements. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 44, p. 384005, 2011.
- 9 PARKIN, S. S. P.; HAYASHI, M.; THOMAS, L. Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory. **Science**, v. 320, p. 190–194, 2008.
- 10 FERREIRA, V. A. **Estudo da Dinâmica da Parede de Domínio Transversal em Nanofios Magnéticos**. Tese (Doutorado), UFJF, 2013.
- 11 ATKINSON, D.; EASTWOOD, D. S.; BOGART, L. K. Controlling Domain Wall Pinning in Planar Nanowires by Selecting Domain Wall Type and its Application in a Memory Concept. **Applied Physics Letters**, v. 92, p. 022510, 2008.
- 12 NAGAI, K. et al. Binary Data Coding With Domain Wall For Spin Wave Based Logic Devices. **Journal of Applied Physics**, v. 111, p. 07D130, 2012.
- 13 TRETIAKOV, O. A.; LIU, Y.; ABANOV, A. Domain-Wall Dynamics in Translationally Noninvariant Nanowires: Theory and Applications. **Physical Review Letters**, v. 108, p. 247201, 2012.
- 14 IM, M.-Y. et al. Direct Observation of Stochastic Domain-Wall Depinning in Magnetic Nanowires. **Physical Review Letters**, v. 102, p. 147204, 2009.

- 15 BOGART, L. K.; EASTWOOD, D. S.; ATKINSON, D. The Effect of Geometrical Confinement and Chirality on Domain Wall Pinning Behavior in Planar Nanowires. **Journal of Applied Physics**, v. 104, p. 033904, 2008.
- 16 PETIT, D. et al. Domain Wall Pinning and Potential Landscapes Created by Constrictions and Protrusions in Ferromagnetic Nanowires. **Journal of Applied Physics**, v. 103, p. 114307, 2008.
- 17 KLÄUI, M. et al. Direct Observation of Domain-Wall Pinning at Nanoscale Constrictions. **Applied Physics Letters**, v. 87, p. 102509, 2005.
- 18 HRKAC, G.; DEAN, J.; ALLWOOD, D. A. Nanowire Spintronics for Storage Class Memories and Logic. **Philosophical Transactions of the Royal Society A**, v. 369, p. 3214–3228, 2011.
- 19 MCMICHAEL, R. D. et al. Domain Wall Traps for Low-Field Switching of Submicron Elements. **Journal of Applied Physics**, v. 87, p. 7058–7060, 2000.
- 20 DJUHANA, D. et al. Asymmetric Ground State Spin Configuration of Transverse Domain Wall on Symmetrically Notched Ferromagnetic Nanowires. **Applied Physics Letters**, v. 97, p. 022511, 2010.
- 21 SEKHAR, M. C. et al. Crossover in Domain Wall Potential Polarity as a Function of Anti-Notch Geometry. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 44, p. 235002, 2011.
- 22 NOH, S. J. et al. Effects of Notch Shape on the Magnetic Domain Wall Motion in Nanowires With in-Plane or Perpendicular Magnetic Anisotropy. **Journal of Applied Physics**, v. 111, p. 07D123, 2012.
- 23 YAMAGUCHI, A. et al. Real-Space Observation of Current-Driven Domain Wall Motion in Submicron Magnetic Wires. **Physical Review Letters**, v. 92, p. 077205, 2004.
- 24 AHN, S.-M. et al. Geometric Dependence of Static and Kinetic Pinning of Domain Walls on Ferromagnetic Nanowires. **Journal of Applied Physics**, v. 111, p. 07D309, 2012.
- 25 THOMAS, L. et al. Oscillatory Dependence of Current-Driven Magnetic Domain Wall Motion on Current Pulse Length. **Nature**, v. 443, p. 197–200, 2006.
- 26 THOMAS, L. et al. Resonant Amplification of Magnetic Domain-Wall Motion by a Train of Current Pulses. **Science**, v. 315, p. 1553–1556, 2007.
- 27 CHAPPERT, C. et al. Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation. **Science**, v. 280, p. 1919–1922, 1998.
- 28 FASSBENDER, J.; MCCORD, J. Magnetic Patterning by Means of Ion Irradiation and Implantation. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 320, p. 579–596, 2008.
- 29 OZKAYA, D. et al. Effect of Ga Implantation on the Magnetic Properties of Permalloy Thin Films. **Journal of Applied Physics**, v. 91, p. 9937–9942, 2002.
- 30 KONINGS, S. et al. Magnetic Domain Pinning in an Anisotropy-Engineered GdTbFe Thin Film. **Journal of Applied Physics**, v. 100, p. 033904, 2006.

- 31 MCGROUTHER, D.; CHAPMAN, J. N. Nanopatterning of a Thin Ferromagnetic CoFe Film by Focused-Ion-Beam Irradiation. **Applied Physics Letters**, v. 87, p. 022507, 2005.
- 32 FOLKS, L. et al. Localized Magnetic Modification of Permalloy Using Cr Ion Implantation. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 36, p. 2601–2604, 2003.
- 33 MCCORD, J. et al. Local Setting of Magnetic Anisotropy in Amorphous Films by Co Ion Implantation. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 42, p. 055006, 2009.
- 34 DASGUPTA, V.; LITOMBE, N.; BAILEY, W. E. Ion Implantation of Rare-Earth Dopants in Ferromagnetic Thin Films. **Journal of Applied Physics**, v. 99, p. 08G312, 2006.
- 35 MOORE, T. A. et al. Magnetic-Field-Induced Domain-Wall Motion in Permalloy Nanowires With Modified Gilbert Damping. **Physical Review B**, v. 82, p. 094445, 2010.
- 36 FASSBENDER, J. et al. Structural and Magnetic Modifications of Cr-Implanted Permalloy. **Physical Review B**, v. 73, p. 184410, 2006.
- 37 FASSBENDER, J. et al. Introducing Artificial Length Scales to Tailor Magnetic Properties. **New Journal of Physics**, v. 111, p. 125002, 2009.
- 38 VOGEL, A. et al. Field- and Current-Induced Domain-Wall Motion in Permalloy Nanowires With Magnetic Soft Spots. **Applied Physics Letters**, v. 98, p. 202501, 2011.
- 39 BASITH, M. A. et al. Reproducible Domain Wall Pinning by Linear Non-Topographic Features in a Ferromagnetic Nanowire. **Applied Physics Letters**, v. 100, p. 232402, 2012.
- 40 FERREIRA, V. A. et al. Transverse Domain Wall Scattering and Pinning by Magnetic Impurities in Magnetic Nanowires. **Journal of Applied Physics**, v. 114, p. 013907, 2013.
- 41 TOSCANO, D. et al. Position of the Transverse Domain Wall Controlled by Magnetic Impurities in Rectangular Magnetic Nanowires. **Journal of Applied Physics**, v. 115, p. 163906, 2014.
- 42 TOSCANO, D. et al. Magnetization Reversal of the Transverse Domain Wall Confined Between Two Clusters of Magnetic Impurities in a Ferromagnetic Planar Nanowire. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 419, p. 37–42, 2016.
- 43 BUSCHOW, K. H. J.; BOER, F. R. **Physics of Magnetism and Magnetic Materials**. [S.l.]: kluwer Academic Plublisher, 2003.
- 44 NUSSENZVEIG, H. M. **Cuso de Física Básica**. [S.l.]: Edgard Blücher, 1997. 323 p.
- 45 SALINAS, S. **Introdução a Física Estatística**. [S.l.]: EDUSP, 1999.
- 46 TOSCANO, D. **Estudo Via Simulação Computacional da Dinâmica da Magnetização em Nanomagnetos Contendo uma Distribuição de Impurezas Magnéticas**. Tese (Doutorado), UFJF, 2015.
- 47 GETZLAFF, M. **Fundamentals of Magnetism**. [S.l.]: Germany: Springer, 2008. 384 p.
- 48 CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. **Introduction to Magnetic Material**. second edition. [S.l.]: IEES PRESS, 2009.

- 49 GILBERT, T. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 40, p. 3443–3449, 2004.
- 50 MAEKAWA, S. et al. **Spin Current**. [S.l.]: Oxford University Press, 2012.
- 51 BERGER, L. Exchange interaction between ferromagnetic domain wall and electric current in very thin metallic films. **Journal of Applied Physics**, v. 55, p. 1954–1956, 1984.
- 52 SLONCZEWSKI, J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 159, p. L1–L7, 1996.
- 53 ZHANG, S.; LI, Z. Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets. **Physical Review Letters**, v. 93, p. 127204, 2004.
- 54 BAZALIY, Y. B.; JONES, B. A.; ZHANG, S.-C. Modification of the Landau-Lifshitz Equation in the Presence of a Spin-Polarized Current in Colossal- and Giant-Magneto-resistive Materials. **Physical Review B**, v. 57, p. R3213–R3216, 1988.
- 55 TATARA, G.; KOHNO, H. Theory of Current-Driven Domain Wall Motion: Spin Transfer versus Momentum Transfer. **Physical Review Letters**, v. 92, p. 086601, 2004.
- 56 WYSIN, G. M. Vortex-in-Nanodot Potentials in Thin Circular Magnetic Dots. **Journal of Physics: Condensed Matter**, v. 22, p. 376002, 2010.
- 57 MEHROTRA, J. On the Implementation of a Primal-Dual Interior Point Method. **SIAM Journal on Optimization**, v. 2, p. 575–601, 1992.
- 58 BOYCE, W.; DIPRIMA, R. **Elementary Differential Equations and Boundary Value Problems**. 6. ed. [S.l.]: Nova Jersey: John Wiley, 1997.
- 59 NEGOITA, M.; HAYWARD, T. J.; ALLWOOD, D. A. Controlling Domain Walls Velocities in Ferromagnetic Ring Shaped Nanowires. **Applied Physics Letters**, v. 100, p. 072405, 2012.
- 60 BEDAU, D. Quantitative Determination of the Nonlinear Pinning Potential for a Magnetic Domain Wall. **Physical Review Letters**, v. 101, p. 256602, 2008.
- 61 ÓVARI, T.-A.; CORODEANU, S.; CHIRIAC, H. Domain Wall Velocity in Submicron Amorphous Wires. **Journal of Applied Physics**, v. 109, p. 07D502, 2011.
- 62 SANCHEZ, F. G. et al. Effect of Crystalline Defects on Domain Wall Under Field and Current in Nanowires with Perpendicular Magnetization. **Physical Review B**, v. 81, p. 134408, 2010.
- 63 BEDAU, D. et al. Detection of Current-Induced Resonance of Geometrically Confined Domain Walls. **Physical Review Letters**, v. 99, p. 146601, 2007.
- 64 TOSCANO, D. et al. Vortex Core Scattering and Pinning by Impurities in Nanomagnets. **Journal of Applied Physics**, v. 109, p. 076104, 2011.
- 65 TATARA, G.; KOHNO, H.; SHIBATA, J. Microscopic Approach to Current-Driven Domain Wall Dynamics. **Physics Reports**, v. 468, p. 213–301, 2008.

- 66 HUBERT, A.; SCHAFER, R. **Magnetic domains: The analysis of Magnetic Microstructures**. [S.l.]: New York: Springer, 2009. 707 p.
- 67 WILLIAMS, L. P. Ampère's Electrodynamical Molecular Model. **Contemporary Physics**, v. 40, p. 113–123, 1962.
- 68 LANGEVIN, P. Magnétisme et Théorie des Électrons. **Annales de Chimie et de Physique**, v. 5, p. 70–127, 1905.
- 69 WEISS, P. L'hypothèse du Champ Moléculaire et la Propriété Ferromagnétique. **Journal de Physique Théorique et Appliquée**, v. 6, p. 661–690, 1907.
- 70 HEISENBERG, W. Zur Theorie des Ferromagnetismus. **Zeitschrift für Physik**, v. 49, p. 619–636, 1928.
- 71 KITTEL, C. Physical Theory of Ferroamgnetic Domains. **Reviews of Modern Physics**, v. 21, n. 4, p. 541–583, 1949.
- 72 BOHN, F. **Propriedades Estatísticas do Ruído Barkhausen em Materiais Magnéticos Artificialmente Estruturados**. 247 p. Tese (Doutorado), Universidade Federal de Santa Maria, 2009.
- 73 HILLEBRANDS, B.; THIAVILLE, A. **Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III**. [S.l.]: Springer: Berlin Heidelberg New York, 2006. 357 p.
- 74 KIM, G.-H. Quantum Depinning of a Domain Wall in a Magnetic Field. **Physical Review B**, v. 58, n. 18, p. 12 138–12 146, 1998.
- 75 BROOKE, J. et al. Tunable Quantum Tunnelling of Magnetic Domain Walls. **Letters to Nature**, v. 413, p. 610–613, 2001.
- 76 MCMICHAEL, R. D.; DONAHUE, M. J. Head to Head Domain Wall Structures in Thin Magnetic Strips. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 33, n. 5, p. 4167–4169, 1997.
- 77 LADAK, S. et al. Disorder-Independent Control of Magnetic Monopole Defect Population in Artificial Spin-Ice Honeycombs. **New Journal of Physics**, v. 14, p. 045010, 2012.
- 78 TCHERNYSHYOV, O.; CHERN, G. Fractional Vortices and Composite Domain Walls in Flat Nanomagnets. **Physical Review Letters**, v. 95, p. 197204, 2005.
- 79 THIAVILLE, A.; NAKATANI, Y.; MILTAT, J. Head-to-Head Domain Walls in Soft Nano-Strips: A Refined Phase Diagram. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 290-291, p. 750–753, 2005.
- 80 BEACH, G. S. D.; TSOI, M.; ERSKINE, J. L. Current-Induced Domain Wall Motion. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 320, p. 1272–1281, 2008.
- 81 SHINJO, T. **Nanomagnetism and Spintronics**. [S.l.]: Elsevier, 2009.
- 82 SHIBATA, J.; TATARA, G.; KOHNO, H. A Brief Review of Field- and Current-Driven Domain-Wall Motion. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 44, p. 384004, 2011.
- 83 BERGER, L. Motion of a Magnetic Domain Wall Traversed by Fast-Rising Current Pulses. **Journal of Applied Physics**, v. 71, p. 2721–2726, 1992.

- 84 THIAVILLE, A.; NAKATANI, Y.; SUZUKI, Y. Micromagnetic Understanding of Current-Driven Domain Wall Motion in Patterned Nanowires. **Europhysics Letters**, v. 69, p. 990–996, 2005.
- 85 DONAHUE, M. J.; PORT, D. G. Velocity of Transverse Domain Wall Motion Along Thin, Narrow Strips. **Journal of Applied Physics**, v. 95, p. 6729–6731, 2004.
- 86 VLAMINCK, V.; BAILLEUL, M. Current-Induced Spin-Wave Doppler Shift. **Science**, v. 322, p. 213–301, 2008.
- 87 LANDAU, L.; LIFSHITS, E. On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies. **Phys. Zeitsch**, v. 8, p. 153–169, 1935.
- 88 STOHR, J.; SIEGMANN, H. **Magnetism from fundamentals to nanoscale dynamics**. [S.l.]: Springer, 2006.

