

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

TESE DE DOUTORADO

**Propriedades magnéticas de nanodiscos e nanofios sob influência da interação Dzyaloshinskii-Moriya.**

**Paulo Roberto Soledade Júnior**

**Orientador: Luiz Carlos Sampaio Lima**

Rio de Janeiro, 07 de Agosto de 2018

Nota: Versão posterior à defesa.

Paulo Roberto Soledade Júnior

**Propriedades magnéticas de nanodiscos e nanofios sob influência da interação Dzyaloshinskii-Moriya.**

Tese de Doutorado apresentada ao programa de pós-graduação do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, como requisito para a obtenção do título de **Doutor em Física** sob a orientação do Prof. Dr. Luiz Carlos Sampaio Lima.

Rio de Janeiro

2018

Paulo Roberto Soledade Júnior

**Propriedades magnéticas de nanodiscos e nanofios sob influência da interação**

**Dzyaloshinskii-Moriya**

**Banca Examinadora**

---

---

*Prof. Dr. Luiz Carlos Sampaio Lima*  
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas – CBPF

---

---

---

---

*Prof. Dr. Rubem Luis Sommer*  
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas – CBPF

---

---

---

---

*Prof. Dr. Tobias Micktz*  
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas – CBPF

---

---

---

---

*Prof. Dr. Roberto Bechara Muniz*  
Universidade Federal Fluminense

---

---

---

---

*Prof. Dr. Elis Sinnecker*  
Universidade Federal do Rio de Janeiro

---

---

# Dedicatória

*Esta Tese é dedicada  
aos meus Pais.*

# Agradecimentos

Muitas pessoas contribuíram de diferentes maneiras para a realização desta Tese. Sou grato ao meu orientador Dr. Luiz Carlos Sampaio Lima por me guiar durante a elaboração deste trabalho. Um agradecimento especial ao Dr. Flávio Garcia por seu apoio com as simulações, idéias, discussões e conselhos. Ao Dr. Jeovani Brandão pelas ótimas discussões de física as quais me ajudaram na compreensão dos resultados desta tese. Obrigado também ao Dr. Alexandre Medeiros pelas automatizações dos experimentos e pelas ótimas discussões e ao Dr. André Pinto (In Memoriam) pelas discussões e medidas de microscopia Lorentz. Agradeço muito a minha amiga Dr. Roberta Dutra pelo apoio e ajudas em discussões sobre fabricação de amostras que influenciaram nesta tese. E meu agradecimento a minha família pela compreensão e tempo dedicados a mim.

Por último agradeço à coordenação do curso de física experimental do CBPF pela oportunidade e disponibilidade, agradeço a Universidade Federal do Amapá por conceder o tempo necessário para conclusão desta Tese e a agência de fomento CNPq pelos auxílios financeiros prestados para a realização desse trabalho.

# Resumo

Nós investigamos os processos de fixação de paredes de domínio magnéticas do tipo vórtices em nanofios de Permalloy com defeitos triangulares assimétricos por meio de medidas de magnetorresistência e simulações micromagnéticas. Medidas de magnetorresistência de um único fio mostraram que, além do campo de transmissão, a queda da magnetorresistência depende também da circulação da parede do domínio. Simulações revelaram a estrutura da parede do domínio quando o vórtice cruza o defeito. Com a estrutura de parede de domínio e usando um modelo simples para calcular a magnetorresistência, baseado na magnetorresistência anisotrópica (AMR), descobrimos que circulação no sentido horário (CW) exibe uma queda de resistência maior do que a circulação em sentido anti-horário (CCW). As medições mostram que elas diferem em  $\approx 180 \text{ m } \Omega$  (38%). A partir do cálculo de resistência da parede de vórtice, fica claro quais parâmetros de parede de domínio, como quiralidade e largura da parede, desempenham um papel na magnetorresistência. Esses resultados oferecem uma rota adicional para controlar melhor o movimento da parede, o que pode ser benéfico para os aplicativos.

Em filmes finos, devido à quebra de simetria de inversão, pode-se esperar que as interações Dzyaloshinski-Moriya, induzidas pela superfície, produzam novas propriedades em nanodiscos magnéticos de Pt/Co/Al e influenciem os estados de vórtices. Na presença de DMI, a circulação no sentido horário ou anti-horário deixa de ser degenerada. O DMI impõe diferenças nas energias com diferentes circulações. As medições de PEEM mostraram em uma matriz de nanodiscos magnética, todas com a mesma circulação, mostrando que é possível controlar ou selecionar o estado da circulação em nanodiscos.

# Abstract

We have investigated the pinning-depinning processes of vortex domain walls (VDW) in Permalloy nanowires with asymmetric triangular notches by means of magnetoresistance measurements and micromagnetic simulations. Magnetoresistance measurements of a single wire showed that, besides the depinning field, the magnetoresistance drop also depends on the domain wall chirality. Simulations revealed the domain wall structure when the VDW crosses the notch. With the domain wall structure and using a simple model to calculate the magnetoresistance, based on the anisotropic magnetoresistance (AMR), we found out that clockwise (CW) chirality exhibits a resistance drop larger than for the counter-Clockwise (CCW) chirality. Measurements show they differ by  $\approx 180 \text{ m}\Omega$  (38%). From the VDW resistance calculation it becomes clear what domain wall parameters, like chirality and wall width, play a role on the magnetoresistance. These results offer an additional route to better controlling the VDW motion, which can be beneficial to applications.

In addition, because of symmetry breaking by the surface, one can expect that surface-induced Dzyaloshinskii- Moriya interactions should exist in Pt/Co/Al magnetic nanodisks and provide influence the vortex states. In the presence of DMI the degeneracy of the clockwise or counter-clockwise chirality is broken. The DMI impose differences in the energies with different chiralities. PEEM measurements show for a magnetic nanodots array that the whole set of disks have the same chirality showing that is possible control the chirality in disks.



# Lista de Figuras

2.1	Minimização da energia magnetostática com a formação de domínios magnéticos.	9
2.2	Cargas topológicas de um vórtice ferromagnético: Vorticidade (ou número de enrolamento, de Mermin [1], Polaridade e Circulação. . . . .	22
2.3	Simulação micromagnética obtida por código Mumax3. A configuração é obtida em campo magnético nulo. Em (a) e (b) a circulação é CW (horária), (c) e (d) a circulação é CCW (anti-horária). No centro do disco os pontos vermelho $p=+1$ e azul $p=-1$ dos momentos magnéticos no núcleo normal ao plano do disco.	24
2.4	Os quatro estados possíveis de vórtice são caracterizados pelos seus índices (Polaridade $p = \pm 1$ ; circulação $C = \pm 1$ ) Interação Dzyaloshinskii-Moriya com quiralidade $c^* = 1$ ( $D > 0$ ) alarga o núcleo dos vórtices com a mesma circulação, $c = 1$ , e espreme vórtices com circulação oposta, $C = -1$ . . . . .	24
2.5	Representação de paredes de domínios em regimes de paredes distintas como função da largura e espessura de nanolinhas magnéticas [2]. . . . .	25
2.6	Representação das paredes de domínios. (a) Parede tipo <i>Bloch</i> (b) Parede tipo <i>Néel</i> . . . . .	26
2.7	Representação das paredes de domínios em um nanofio planar. (a) Parede tipo transversal (b) Parede tipo vórtice. . . . .	26
2.8	Resistividade de um metal ferromagnético variando com um campo magnético aplicado paralelo e perpendicular a direção da densidade de corrente. A curva superior de magnetorresistência está na configuração paralela e a curva inferior na configuração perpendicular. . . . .	28

2.9	Esquema representação a origem da AMR. Figura adaptada de [3]. . . . .	28
2.10	(a) Figura representando um fio com anisotropia uniaxial que coincide com o eixo do fio. (b) Curva de magnetorresistência para o campo aplicado paralelamente (curva preta) e perpendicularmente (curva vermelha) ao eixo de anisotropia do fio em (a). . . . .	29
3.1	Esquema da litografia por feixe de elétrons. Um feixe de elétrons é usado para escrever desenhos diretamente sobre uma fina camada de resina (resiste) pré-depositado sobre o substrato. . . . .	31
3.2	Esquema representando o espalhamento do resiste. O espalhamento é feito por centrifugação usando um <i>Spin Coater</i> . . . . .	32
3.3	Curva da espessura do resiste como função da velocidade de rotação do <i>Spin Coater</i> . A curva em vermelho é um <i>fitting</i> usando o método chi-quadrado para determinar o expoente da velocidade. Dados experimentais retirados do manual de referência do PMMA 950K. . . . .	32
3.4	Reação química no PMMA durante a exposição ao feixe de elétrons . . . . .	34
3.5	Esquema representando o Lift-off. . . . .	35
3.6	Esquema representando os principais componentes do <i>Sputtering</i> . . . . .	36
3.7	Espectros de raios-X a baixos ângulos dos filmes de Ta, Au e NiFe e os gráficos do vetor espalhamento $q$ vs. seu índice $n$ e o ajuste linear . . . . .	38
3.8	A figura (a) mostra de um nanofio de <i>permalloy</i> contaminada com uma partícula e a figura (b) de um nanofio que foi destruída no lift-off. . . . .	40
3.9	Porta amostra do eline com as amostras posicionadas. . . . .	41
3.10	A figura (a) mostra a curva IxV de um nanofio que não foi feito etching e a figura (b) a curva IxV de um nanofio em que foi feito etching antes do contato. . . . .	42
3.11	Imagem de MEV da amostra finalizada, antes de medirmos magnetorresistência . . . . .	43
3.12	Diagrama esquemático de um microscópio de emissão de fotoelétrons. . . . .	45
3.13	Técnica de Lorentz: Diagrama esquemático do caminho do feixe e intensidade de imagem durante o modo de Fresnel. . . . .	48

3.14 (a)Imagem de Microscopia Lorentz de nanodiscos de permalloy de $1\mu m$ de diâmetro feita no CBPF. (b)Esquema de um filme (de $Si_3N_4$ ) transparente a elétrons com nanodiscos litografados. . . . .	49
3.15 Técnica de Lorentz: Diagrama esquemático do caminho do feixe em vórtices magnéticos no modo de Fresnel. . . . .	50
3.16 Painel do programa feito em Labview para medidas de magneto-transporte . . .	51
3.17 Esquema do sistema de medidas de magnetotransporte. . . . .	51
4.1 Nanofio de Permalloy com um defeitos de fixação assimétrico e contatos elétricos para medições de magneto transporte. (b) O defeitos com a sua forma triangular assimétrica com $45^\circ$ and $15^\circ$ . . . . .	55
4.2 (a) Magnetoresistência obtida experimentalmente (b) e calculada a partir de simulações micromagnéticas para um único nanofio de $Fe_{80}Ni_{20}$ com um defeito assimétrico (ver o defeito na Figura 4.1). As linhas tracejadas e contínuas correspondem às circulações CCW e CW da parede do domínio do tipo vórtice, respectivamente. As letras representam as posições da parede do vórtice que se movem ao longo do defeito, veja o texto. . . . .	58
4.3 Estrutura de parede de vórtice simulada para circulações de parede de domínio CCW (a) e CW (b) em função do campo magnético aplicado (de A até E) na configuração tail-to-tail(direção dos domínios de magnetização após a parede ser injetada apontam para as pontas do nanofio). . . . .	59
4.4 Curva de magnetização de uma tri-camada Pt(6nm)/Co(3nm)/Al(4nm) com suas respectivas constante de anisotropia magnética $K_z$ e a magnetização de saturação $M_s$ . . . . .	63
4.5 Imagem de XMCD-PEEM de uma rede de discos de permalloy $Fe_{80}Ni_{20}$ . A mostra um conjunto de discos exibindo o estado de vórtice com circulações CW e CCW aleatórias. . . . .	64

4.6	Imagem de XMCD-PEEM de uma rede de discos de $Pt/Co/Al$ . A primeira imagem mostra um conjunto de discos exibindo o estado de vórtice com mesma circulação. . . . .	65
4.7	Simulação da minimização de um estado magnético aleatório para um estado de vórtice. A figura (a) possui momentos magnéticos aleatórios. A figura (b) possui estado de vórtice com circulação CCW e a figura (c) estado de vórtice com circulação CW . . . . .	66
4.8	Energia total do estado do vórtice na presença da interação DMI ( $D$ ) em função da constante de anisotropia perpendicular ( $K_z$ ) (a). Configuração magnética para as três regiões I, II e III (b). . . . .	68
4.9	Energia total do estado de vórtice dentro da região II como uma função da constante DMI ( $D$ ). . . . .	69
4.10	Curva típica M vs H do estado magnético vórtice. Imagem extraída da referência [4] . . . . .	70
4.11	(a) e (b) são curvas de histerese com campo magnético aplicado fora do plano dos nanodiscos na presença de DMI positivo e negativo, respectivamente (linha continua). (c) São curvas de histerese com campo magnético em plano de nanodotas na presença de CMI positiva. Todas as linhas tracejadas são loop de histerese para nenhum DMI. . . . .	71
4.12	Simulação micromagnética de nanodiscos sob influencia da DMI. . . . .	73
4.13	Curva experimental de Frequência girotrópica dos nanodiscos de Permalloy. . . . .	73
4.14	Curva simulada de Frequência girotrópica dos nanodiscos de Permalloy. . . . .	74
4.15	Curva de magnetização da rede de nanodiscos de $Pt/Py/Ta$ . . . . .	75
4.16	Imagem de microscopia Lorentz de nanodiscos de $Pt/Py/Ta$ . . . . .	75
5.1	Ilustração da tricamada $Pt/Co/NM$ . . . . .	88
5.2	Curva de magnetização por efeito Hall anômalo. A curva vermelha com Ta tem anisotropia perpendicular e a curva preta com Pt possui anisotropia no plano. Em ambas as curvas vermelha e na preta a espessura de Co é 2nm. . . . .	89

5.3	Curva de anisotropia efetiva variando com a espessura do cobalto. Anisotropia perpendicular efetiva para Pt/Co/Ta . . . . .	90
5.4	Exemplo de um loop de histerese em Mumax3 [5]. . . . .	92

# Lista de Tabelas

3.1 A taxa de deposição, o tipo de fonte do canhão e a potência escolhida para a deposição de cada alvo . . . . .	38
---	----

# Conteúdo

<b>Lista de Figuras</b>	<b>VI</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>XI</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Nanomagnetismo</b>	<b>5</b>
2.0.1 Diamagnetismo . . . . .	5
2.0.2 Paramagnetismo . . . . .	5
2.0.3 Ferromagnetismo . . . . .	6
2.1 Magnetismo de nanoestruturas . . . . .	7
2.1.1 Energia Magnética Total . . . . .	7
2.1.2 Energia de Troca . . . . .	8
2.1.3 Energia Magnetoestática . . . . .	8
2.1.4 Energia de Anisotropia . . . . .	9
2.1.5 Anisotropia de superfície . . . . .	11
2.1.6 Materiais com forte anisotropia de superfície . . . . .	13
2.1.7 Energia do campo externo . . . . .	16
2.2 Interação Dzyaloshinskii-Moriya . . . . .	17
2.3 Vórtices Magnéticos . . . . .	21
2.3.1 Vórtices em ferromagnetos bidimensionais . . . . .	21
2.4 Vórtices sob Influência da Interação Dzyaloshinskii-Moriya . . . . .	23
2.5 Paredes de Domínio em Nanofios Magnéticos . . . . .	25

2.6	Magnetorresistência . . . . .	27
<b>3</b>	<b>Procedimento experimental</b>	<b>30</b>
3.1	Técnicas de Preparação das amostras . . . . .	30
3.1.1	Sistema de litografia por feixe de elétrons . . . . .	30
3.1.2	Sistema de <i>Sputtering</i> . . . . .	35
3.1.3	Preparação das amostras . . . . .	39
3.2	Técnicas de caracterização. . . . .	43
3.2.1	Caracterização Magnética Por técnica de microscopia de emissão de raios X. . . . .	43
3.2.2	Caracterização Magnética Por técnica de microscopia de Lorentz. . . . .	46
3.2.3	Magnetotransporte . . . . .	49
<b>4</b>	<b>Resultados e Discussão</b>	<b>52</b>
4.1	Medidas de transporte de parede de domínio do tipo vórtice em nanofios com defeitos triangulares . . . . .	52
4.1.1	Introdução . . . . .	53
4.1.2	Simulações micromagnéticas nos nanofios . . . . .	55
4.1.3	Resultados experimentais e de simulação . . . . .	56
4.1.4	Discussão . . . . .	60
4.2	Propriedades magnéticas de discos de <b>Pt/Co/Al</b> com anisotropia fora do plano e interação de Dzyaloshinskii-Moriya . . . . .	61
4.2.1	Introdução . . . . .	61
4.2.2	Experimental . . . . .	62
4.2.3	Simulações Micromagnéticas e Discussões . . . . .	65
4.3	Propriedades dinâmicas dos nanodiscos sob influencia da DMI . . . . .	69
4.4	Imagens de Microscopia Lorentz dos nanodiscos . . . . .	74
<b>5</b>	<b>Conclusão e Perspectivas</b>	<b>76</b>
5.0.1	Conclusão . . . . .	76



**Bibliografia**

**79**

**Appendices**

**87**

---

# 1. Introdução

Nas últimas décadas vimos um rápido desenvolvimento da spintrônica, uma nova área de pesquisa que combina dois ramos tradicionais da física da matéria condensada: o magnetismo e o transporte eletrônico dependente de spin. A spintrônica tem como objetivo encontrar maneiras de manipular o spin do elétron. Grande parte da tecnologia de processamento de informação é baseada em dispositivos que utilizam somente a carga do elétron, ou seja dependem apenas do movimento de cargas elétricas e ignoram totalmente o grau de liberdade que cada elétron possui: o spin. A teoria quântica nos diz que dois elétrons podem possuir a mesma energia, se eles têm spins diferentes: os elétrons de spin para cima (spin-up) e os elétrons de spin para baixo (spin-down). Em dispositivos baseados puramente na carga elétrica os spins estão orientados aleatoriamente e não produzem efeito sobre a corrente, porém quando submetidos a um campo magnético a direção de magnetização em um meio magnético se estabelece uma direção de quantização e os elétrons spin-up e spin-down adquirem energias diferentes que depende da sua orientação em relação ao campo aplicado. Um dispositivo com tecnologia spintrônica pode manipular a corrente polarizada em spin e usar o spin do elétron para controlar a corrente. Materiais ferromagnéticos são particularmente adequados para estes dispositivos porque exibem, em determinadas configurações, magnetização espontânea sem necessidade de um campo aplicado, o que cria um desequilíbrio de populações de spins próximo ao nível de Fermi [6]. Esse desequilíbrio mostra que materiais ferromagnéticos podem ser bons portadores de carga polarizadas em spin. O impacto comercial da spintrônica até os dias atuais tem ocorrido na área de válvulas de spin utilizados em discos rígidos magnéticos. O princípio de operação das válvulas de spin baseia-se no efeito da magnetorresistência gigante (GMR), que proporcionou Prêmio Nobel de Física de 2007 foi concedido a Albert Fert e Peter Grünberg [7]. Assim, a spintrônica

---

abrange o campo em constante evolução da eletrônica magnética.

Recentemente skyrmions magnéticos foram medidos em magnetos a temperatura ambiente. Tais skyrmions são quasipartículas e não existem na ausência estado magnético e dão lugar à electrodinâmica emergentes que não pode ser descrita simplesmente por meio de equações de Maxwell. Eles também são candidatos atraentes para o transporte de informações, porque possuem tamanho de apenas alguns nanômetros, são muito estáveis e facilmente manipuladas através de correntes spin polarizadas e consomem pouca energia. Muitas configurações magnéticas novas se formam em magnetos em que as interações de spin favorecem uma estrutura magnética com simetria quiral, como uma torção à esquerda ou à direita [8]. Isso surge na minimização das energias no material o que provoca muitos efeitos interessantes na estrutura magnética. A “quiralidade” é uma medida de assimetria do sistema. Se a estrutura atômica de um magneto não tem simetria de inversão espelhada, ou seja, sua imagem refletida num espelho podem ser superpostas uma na outra, denominamos esses de magnetos quirais. Em 1958, com base em considerações fenomenológicas, uma interação foi introduzida por Dzyaloshinskii para explicar a observação de um ferromagnetismo fraco em Hematita [9]. Ele ressaltou, usando argumentos de simetria, que a combinação de baixa simetria com o acoplamento spin-órbita dá origem as interações de troca antissimétricas [10]. Moriya descobriu mais tarde, estendendo a teoria de Anderson da supertroca, um mecanismo microscópico que surge devido às interações spin-órbita o qual é responsável pelo acoplamento Dzyaloshinskii-Moriya [11]. Moriya mostrou que, dependendo do tipo de estrutura do cristal um dos dois mecanismos, troca antissimétrica ou anisotropia magnetocristalina, pode ser a origem para os momentos magnéticos inclinados no antiferromagnetismo fraco. Sem entrar em detalhes conclui-se que a interação Dzyaloshinskii-Moriya é induzida por uma quebra de simetria na inversão da rede do composto e um forte acoplamento spin-órbita. Os últimos progressos tecnológicos em spintrônica são acompanhados pela sistemática síntese de novos materiais e igualmente a caracterização sistemática das suas propriedades físicas. Devido a interação Dzyaloshinskii-Moriya estabilizar e afetar fortemente as estruturas magnéticas com quiralidade única e com topologia não trivial (como vórtices e skyrmions), sistemas magnéticos com quebra de simetria de inversão de rede

---

são de especial interesse. Quiralidade em magnetos na escala de nanômetros podem desempenhar um papel crucial em dispositivos spintrônicos. Por exemplo, uma corrente que flui polarizada por meio de estruturas quirais magnéticas irá exercer um spin-torque sobre a estrutura magnética [12, 13], causando uma variedade de excitações ou manipulações da magnetização [14, 15, 16, 17]. Propriedades estáticas e dinâmicas de vórtices em pequenos elementos de filmes finos têm sido intensamente investigadas experimentalmente: a forte localização dessas estruturas e sua estabilidade os tornaram objetos atraentes para aplicações de spintrônica. Desde que esses vórtices são caracterizados por um núcleo (polaridade) com orientação da magnetização perpendicular e uma magnetização no plano com sentido de rotação horário ou anti-horário (circulação). Tem sido proposta a utilização de ambas estas características como um bit de elementos comutáveis para dispositivos de memória [18, 19].

Um dos nossos objetivos trata de estudar o efeito das interações Dzyaloshinskii-Moriya sobre a formação e as propriedades dos estados não-colineares em vórtices magnéticos. Em particular, descrevemos os estados de vórtice em nanodiscos circulares magnéticos (seção 4.2). Além desse objetivo estudamos o processo de injeção e a transmissão de paredes de domínios magnéticas, do tipo vórtice, através de defeitos em nanofios magnéticos (seção 4.1).

No capítulo 2 é dada uma visão sobre os princípios gerais da teoria micromagnética que fornece um aparato teórico poderoso para investigar magnetismo. Na seção 2.2 é dada uma atenção particular à natureza da interação Dzyaloshinskii-Moriya. Na seção 2.3, são descritos os estados de vórtices em nanodiscos circulares magnéticos para dar base aos resultados apresentados no capítulo 4, seção 4.2.

A seção 2.5 descreve a formação de paredes de domínios em nanofios magnéticos que serve de base para entender o estudo do processo de injeção e transmissão de paredes de domínios magnéticas tipo vórtice através de defeitos triangulares em nanofios de permalloy apresentado na seção 4.1 do capítulo 4.

No capítulo 3 são descritas as técnicas experimentais utilizadas.

No capítulo 4 são apresentados e discutidos os resultados obtidos das medidas de magnetorresistência dos nanofios de permalloy e em seguida dos resultados dos nanodiscos de cobalto

---

e de permalloy. Descrevemos os resultados obtidos das estruturas e discutimos a formação de vórtices em nanodiscos de cobalto sob-influência tanto da interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) quanto da anisotropia magnética perpendicular (PMA), sendo estudada a influência das interações DMI e PMA agindo em conjunto.

O capítulo 5 contém as conclusões gerais e perspectivas.

Foram publicados os seguintes trabalhos:

- 1 **"Enhanced magnetoresistance and pinning–depinning processes of vortex domain walls in ferromagnetic nanowires"**[20], que corresponde a seção 4.1, no capítulo 4.
  - 2 **"Control of the magnetic vortex chirality in Permalloy nanowires with asymmetric notches"** [21]. Nesta publicação eu fiz as amostras via litografia e participei das simulações micromagnéticas e das discussões.
  - 3 **"Oscillatory interlayer coupling in spin Hall systems"** [22]. Nesta publicação eu fiz as amostras e participei da maioria das medidas incluindo as medidas no LNLS, além das discussões.
-

---

## 2. Nanomagnetismo

Neste capítulo são apresentados os conceitos básicos, que permitem a compreensão das propriedades magnéticas, utilizados para explicar os resultados desta tese.

### 2.0.1 Diamagnetismo

A susceptibilidade dos materiais magnéticos é definida como a razão entre a magnetização  $M$  e o campo magnético  $H$ .

$$\chi = \frac{\vec{M}}{\vec{H}} \quad (2.1)$$

A resposta da susceptibilidade ao campo magnético determina o tipo de ordem magnética. Os materiais magnéticos com susceptibilidade negativa são classificados em diamagnéticos. Materiais diamagnéticos exibem uma fraca magnetização e de direção oposta ao campo magnético aplicado. Embora outros materiais sejam classificados em outras ordens magnéticas, todos apresentam uma componente diamagnética [23].

### 2.0.2 Paramagnetismo

Materiais paramagnéticos são classificados por uma susceptibilidade positiva. A magnetização é de fraca intensidade e os momentos magnéticos são alinhados na mesma direção do campo. A susceptibilidade positiva tem origem no momento angular orbital e dos spins dos elétrons [23]. Materiais paramagnéticos têm uma importante dependência com a temperatura, o inverso da susceptibilidade varia linearmente com o aumento da temperatura segundo a lei de Curie,

---

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (2.2)$$

onde  $C$  é a constante de Curie e  $T$  a temperatura.

Existem materiais paramagnéticos que não obedecem a lei de Curie. Estes materiais seguem a lei proposta por Curie-Weiss que forneceram uma forma mais geral para susceptibilidade dada por,

$$\chi = \frac{C}{T - T_C} \quad (2.3)$$

$T_C$  é uma constante com dimensões de temperatura de valores positivo, zero, ou negativo. Estes valores marcam a transição dos materiais paramagnéticos para outras ordens magnéticas como ferromagnetismo e anti-ferromagnetismo.

### 2.0.3 Ferromagnetismo

Materiais ferromagnéticos são caracterizados por uma grande susceptibilidade positiva. Os momentos magnéticos de materiais ferromagnéticos são alinhados paralelamente entre si. Este alinhamento ocorre abaixo da temperatura de Curie, acima da qual não há mais ordenamento. Os momentos magnéticos em materiais ferromagnéticos são diferentes de zero mesmo na ausência de campo magnético, mais adiante retornaremos a esse ponto. Foi Pierre Weiss, em 1906, quem primeiro forneceu uma teoria que explicasse a magnetização espontânea dos materiais ferromagnéticos. A orientação paralela de cada momento magnético é resultado de um campo magnético interno denominado por Weiss de campo molecular produzido por todos os momentos magnéticos do material [24, ?]. O campo magnético interno produzido pelos momentos magnéticos é dado por,

$$H_i = n_w M \quad (2.4)$$

onde  $H_i$  é o campo interno e  $n_w$  é o coeficiente de Weiss.

Segundo Weiss, este campo seria suficiente para levar o material a saturação magnética.

---

No entanto, para esta teoria os elétrons do material interagem apenas com o campo molecular e não entre si. Com o surgimento da mecânica quântica a ideia de que a interação entre os spins dos elétrons gera uma energia que alinha os momentos magnéticos ( energia de troca) em uma mesma direção daria uma explicação completa da magnetização espontânea de materiais ferromagnéticos.

## 2.1 Magnetismo de nanoestruturas

A descrição microscópica de materiais magnéticos tem como entidade física determinante os spins atômicos. São as interações entre os spins que dão origem às propriedades magnéticas macroscópicas mensuráveis. Dentre as abordagens utilizadas para descrever as propriedades dos materiais magnéticos em escala microscópica, o micromagnetismo é uma delas. Essa abordagem é centrada na evolução da magnetização de um elemento de volume maior que as dimensões atômicas, mas muito menor que a região onde a magnetização pode variar e trata o meio magnético como um contínuo [6]. Nesta seção apresentamos a formulação da teoria micromagnética enfatizando os principais termos que compõem a energia magnética total.

### 2.1.1 Energia Magnética Total

A dinâmica da magnetização local estacionária  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  em cada ponto de um material magnético é obtida pela minimização das energias do sistema [6]. A soma destas energias constitui a energia magnética total, dada por

$$E_{total} = E_{ex} + E_A + E_{ms} + E_{ext} + E_{DMI}, \quad (2.5)$$

onde  $E_{ex}$  é energia de troca,  $E_A$  é a energia de anisotropia,  $E_{ms}$  é a energia magnetostática,  $E_{ext}$  é a energia do campo externo e  $E_{DMI}$  é a energia da interação de Dzyaloshinski- Moriya [6][25]. A inclusão de outros termos é possível e em muitos casos mesmo necessário, contudo não iremos considerá-los aqui, porque não serão importante no nosso estudo.



### 2.1.2 Energia de Troca

O primeiro termo da equação 2.5 refere-se a energia de troca, que é um fenômeno puramente quântico. Essa energia surge da interação entre momentos magnéticos atômicos, os quais tentam se alinhar paralelamente ou antiparalelamente. Heisenberg propôs uma expressão para a interação de troca com a forma,

$$E_{ex} = -2\frac{1}{\Omega} \sum_{i \neq j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2.6)$$

Onde  $J_{ij}$  é integral de troca entre os spins. Vemos que quando  $J_{ij} > 0$  a integral de troca leva a um alinhamento paralelo e para  $J_{ij} < 0$  antiparalelo. A configuração de mínima energia que ocorre quando os spins estão paralelos entre si é que leva a ordem ferromagnética [23]. Uma visão mais geral da interação de troca será descrita na seção 2.2 como parte da explicação da interação Dzyaloshinski- Moriya.

### 2.1.3 Energia Magnetoestática

A energia magnetostática ou energia do campo desmagnetizante é a energia do material magnetizado, na ausência de um campo magnético externo [23]. Nesse caso, o único campo magnético que atua é o campo de desmagnetização ou campo desmagnetizante  $H_d$  gerado pelo próprio material ou sistema, resultante da divergência da magnetização [6]. A energia magnetostática por unidade de volume de um dipolo de magnetização  $M$  em um campo magnético  $H$  é dada por

$$E_{ms} = -\mu_0 \int \vec{H} dM \quad (2.7)$$

Onde  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética no vácuo. O campo  $H$  é seu próprio campo de desmagnetização  $H_d$ , gerado por  $M$ , portanto podemos colocar  $H = H_d = -N_d M$  na integral, onde  $N_d$  é o fator de desmagnetização, de modo que a energia torna-se,

$$E_{ms} = \mu_0 N_d \int \vec{M} dM \quad (2.8)$$

$$E_{ms} = \frac{1}{2}\mu_0 N_d M^2 = \frac{1}{2}\mu_0 N_d M_S^2 \cos^2(\varphi) \quad (2.9)$$

Onde o fator desmagnetizante  $N_d$  depende da forma do material e  $\varphi$  é o ângulo entre o momento magnético e a normal ao plano do filme. Um material que tem comportamento de monodomínio possui uma grande energia magnetostática associada, mas essa energia pode ser minimizada pela quebra da magnetização em regiões (domínios), fechando o fluxo de campo nas extremidades. Se a diminuição da energia magnetostática for maior do que a energia necessária para formar paredes de domínio magnéticas, uma estrutura de vários domínios irá ocorrer. A configuração de domínio é resultado da competição entre as energias, a Figura 2.1 mostra de maneira ilustrativa a formação de domínios magnéticos quando a energia magnetostática é minimizada.

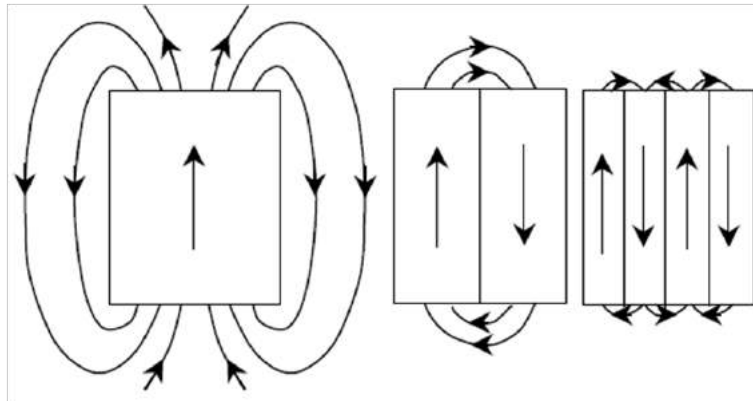


Figura 2.1: Minimização da energia magnetostática com a formação de domínios magnéticos.

### 2.1.4 Energia de Anisotropia

Em materiais magnéticos a energia magnética depende da orientação da magnetização com relação aos eixos do cristal[6]. Sabe-se que determinadas direções espaciais, conhecidas como eixos fáceis de magnetização, são energeticamente favorecidas. Esses eixos representam as direções ao longo das quais a magnetização tende a apontar naturalmente, afim de minimizar a energia livre do sistema [26]. A anisotropia magnética é a propriedade responsável pelo desvio

da magnetização da direção fácil para a difícil. As direções fácil e difícil surgem da interação entre o momento magnético e os eixos do cristal. A anisotropia magnética pode originar-se de várias causas: ela pode ser de origem cristalina, ou devido à forma da amostra, ou à tensão do material, ou à segregação atômica, etc [6][26]. Contudo, a principal contribuição para a energia é dada pela anisotropia magnetocristalina. Nesse tipo de anisotropia, a disposição dos momentos magnéticos reflete a simetria da rede hospedeira, onde as interações dos momentos entre si e com a rede são afetadas pela simetria do cristal e dão origem a contribuições para a energia de anisotropia, sendo o acoplamento spin-órbita o mecanismo dominante [26]. A energia de anisotropia é escrita como função dos cossenos diretores  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  e  $\alpha_3$ , definidos em relação aos eixos do cristal [6]. Em cristais, a energia de anisotropia magnetocristalina é dada por uma expansão em série em termos do ângulo entre a direção da magnetização e os eixos do cristal. Como a energia é apenas uma função do ângulo com o eixo fácil, ela é invariante quanto ao sinal dos cossenos e, portanto, potências ímpares dos cossenos não aparecem em sua expressão [6]. Em algumas amostras pode-se admitir que a anisotropia depende apenas do ângulo  $\theta$  entre a magnetização e um dado eixo e, nesses casos, é suficiente representar a energia por apenas os dois primeiros termos da expansão em série [6]. Isso normalmente se aplica a sistemas hexagonais [6]. A energia de anisotropia uniaxial, então, é dada por

$$E_A = \int (K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta) dV \quad (2.10)$$

Onde  $\theta$  é o ângulo entre a direção da magnetização e o eixo de anisotropia e  $K_1$  e  $K_2$  são as constantes de anisotropia uniaxial. Essas constantes são empíricas, têm dimensão de energia por volume e são medidas no SI em  $J/m^3$  [6].

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

$$E_A = \int (K_1 \sin^2 \theta) dV \quad (2.11)$$

### 2.1.5 Anisotropia de superfície

Num filme fino, os átomos que estão na superfície sofrem uma assimetria adicional nas suas ligações químicas; num cristal cúbico, por exemplo, as ligações presentes na direção perpendicular à sua superfície não são mais equivalentes às ligações nos eixos que estão no plano da amostra. Foi Néel, em 1954 [27], o primeiro a se interessar pelo comportamento magnético gerado por esta quebra de simetria, e através de um modelo fenomenológico simples chegou ao resultado de que essa quebra de assimetria de ligações na superfície é responsável por uma anisotropia magnética ao longo da normal da superfície, chamada de anisotropia de superfície. A primeira evidência experimental desta anisotropia foi observada por Gradmann em 1968 [28] em filmes finos de *NiFe* sobre *Cu* (111). Essa anisotropia também possui origem magnetocristalina pois seu valor depende de como estão arranjados os átomos na superfície do filme, ou seja, da sua orientação cristalográfica e coordenação química. Por ser vinculada à normal do filme, esta anisotropia força a magnetização a ficar fora do plano, ou seja, perpendicular à superfície do filme. Como a anisotropia de superfície é confinada às primeiras camadas atômicas, ela é descrita não pelo volume do filme, mas sim pela sua área superficial. Assim, a energia de anisotropia de superfície, por unidade de área, é escrita como

$$\frac{E_S}{A} = K_S \sin^2 \theta \quad (2.12)$$

onde  $K_S$  é a constante de anisotropia de superfície e  $\theta$  é, como definido anteriormente, o ângulo formado entre a magnetização e a normal do filme. A energia de anisotropia de superfície é mínima quando a magnetização é perpendicular ao plano do filme. Então, a parte relacionada ao volume da energia magnetocristalina, em analogia com a energia de anisotropia de superfície, é escrita como,

$$E_V = V K_V \sin^2 \theta, \quad (2.13)$$

de forma que a energia magnetocristalina total, por unidade de volume seja, em primeira ordem dada por,

$$E_{MC} = \frac{VK_V \sin^2 \theta + AK_S \sin^2 \theta}{V} \quad (2.14)$$

$$E_{MC} = \left(K_V + \frac{2K_S}{t}\right) \sin^2 \theta \quad (2.15)$$

onde  $t$  é a espessura do filme e o fator 2 multiplicando  $K_S$  vem do fato de considerarmos duas superfícies (superior e inferior) iguais para o filme fino. É importante salientar que muitas vezes a magnitude de  $K_S$  vai ser maior do que a de  $K_V$ . Mas como a energia de anisotropia de superfície varia inversamente com a espessura do filme, quanto mais espesso o filme menor a contribuição da anisotropia de superfície.

Já a anisotropia de forma tende a fazer com que a magnetização fique paralela à superfície do filme e, no caso em que o valor de  $K_S$  é significativo, a anisotropia magnetocristalina tende a fazer com que a magnetização fique perpendicular à superfície. Desta forma, a orientação da magnetização vai depender da competição entre estas duas energias, que finalmente vai ser dominada pela espessura da amostra. Para espessuras muito pequenas, a energia de superfície poderá se tornar maior do que a energia magnetostática e a magnetização poderá se tornar perpendicular ao plano. Para espessuras grandes, a energia magnetostática tenderá a dominar e a magnetização tenderá a ficar paralela ao plano do filme. Desta forma, podemos falar em uma espessura crítica,  $t_C$ , em que ocorre a transição da orientação da magnetização: para espessuras menores do que  $t_C$ , a magnetização é perpendicular, e para espessuras maiores do que  $t_C$ , a magnetização é paralela ao plano. A transição costuma ser suave. Escrevendo a energia de anisotropia magnética total, em primeira ordem, como:

$$E_A = \left(K_V + \frac{2K_S}{t}\right) \sin^2 \theta + 2\pi M_S^2 \cos^2 \theta \quad (2.16)$$

E fazendo a derivada dessa expressão em relação a  $\theta$  igual a zero, encontramos que a espessura crítica é dada por:

$$t_C = \frac{2K_S}{2\pi M_S^2 - K_V} \quad (2.17)$$

Vemos que quanto maior o valor de  $K_S$  maior é a espessura crítica. Desta forma, quando é desejável um sistema com anisotropia magnética perpendicular estável e reprodutivo (a espessura crítica não deve ser muito pequena devido aos efeitos de rugosidade e descontinuidade de recobrimento) é recomendável procurar materiais que possuam um alto valor de  $K_S$ .

Outros fatores podem contribuir para a anisotropia magnética em filmes finos. exemplos comuns são os efeitos de magnetostricção e efeitos magnetoelásticos. Em geral, esses efeitos são causados pela rugosidade, campos de tensão mecânica decorrentes do processo de crescimento, diferença de coeficientes de expansão térmica entre filme e substrato, ou ainda, incompatibilidade entre os parâmetros de rede entre o filme e o substrato sobre o qual foi depositado [29]. Quando a espessura do filme é menor do que a espessura crítica, dizemos que o regime é de crescimento coerente em que a incompatibilidade entre os parâmetros de rede na interface entre o substrato e o filme praticamente não existem [30], e podemos desconsiderar os termos de anisotropia magnetoelástica e magnetotristiva. Já no regime de crescimento incoerente, em que a espessura do filme é maior do que espessura crítica [31] as tensões decorrentes da diferença entre os parâmetros de rede fazem com que seja necessário adicionar estes termos à expressão da energia magnética total.

### 2.1.6 Materiais com forte anisotropia de superfície

A partir dos argumentos apresentados na seção anterior, é possível prever que camadas de espessura atômica de materiais magnéticos sempre apresentam anisotropia magnética perpendicular. Realmente isto acontece, mas nem sempre a espessura crítica ultrapassa uma ou duas camadas atômicas. Do ponto de vista tecnológico não existe vantagem em se fabricar este tipo de amostra, já que a reprodutibilidade, e mesmo a facilidade em se fabricar uma ou duas camadas atômicas não são simples. Em 1985, Carcia et al. [32] observaram anisotropia magnética perpendicular em multicamadas de *Co* e *Pd* (na notação usual *Co/Pd*). Mais tarde, em 1988, o mesmo grupo observou o mesmo fenômeno em multicamadas *Co/Pt* [33], dando vazão a uma série de resultados semelhantes, como em multicamadas *Co/Au* [34], *Co/Ru* [35] e *Co/Ir* [30]. A motivação inicial desses trabalhos foi sempre com o objetivo de fazer amostras para

---

gravação magneto-óptica. Desta forma, se pensava que somente multicamadas à base de *Co* com camadas separadoras de um metal não-magnético, apresentavam anisotropia magnética perpendicular. Em 1992, Daalderop et al., a partir de estudos teóricos confirmados experimentalmente, mostraram que multicamadas *Co/Ni* também apresentavam anisotropia magnética perpendicular [36]. Todos estes resultados são explicados pela existência da anisotropia de superfície, que no caso de multicamadas é chamada de anisotropia de interface, já que é a interface entre as camadas de *Co* e do metal em contato com ele que dá origem a esta anisotropia. Algumas ligas à base de *Co* possuem esta propriedade, com magnitude muito menor do que as multicamadas e sempre sob condições restritas de ordenamento cristalino. Por exemplo, ligas *CoNi* com composição equivalente a proporção química de multicamadas *Co/Ni* não apresentaram magnetização perpendicular [37]. Isso indica que este fenômeno é claramente explicado pela composição modular bem definida das multicamadas. Ou seja, sua origem está na interface entre as camadas formadoras.

Na literatura é conhecido o fato de que camadas atômicas de *Co* isoladas possuem espontaneamente a magnetização no plano do filme. Isto ocorre devido à anisotropia de forma que é mais importante do que a anisotropia de superfície (interface) neste caso, mesmo para camadas de espessuras da ordem de Angstroms [38]. No entanto, quando uma camada de um metal, tal como os mencionados anteriormente, é depositada sobre a camada de *Co* sob certas condições de espessura, a magnetização se torna perpendicular ao plano do filme.

Para metais diferentes a magnitude da anisotropia de interface modifica, ou seja, ela depende fortemente do metal em contato direto com o *Co*. Para uma mesma orientação cristalográfica dos planos paralelos à superfície, multicamadas *Co/Ni* possuem  $K_S$  menor do que multicamadas *Co/Pd* que por sua vez apresentam  $K_S$  menor do que multicamadas *Co/Pt* [29]. Assim, somente a existência de um termo de anisotropia de interface não é suficiente para explicar completamente este fenômeno. É necessário conhecer a interação entre os átomos do metal em questão e os átomos de *Co* na interface entre as camadas para conseguir explicar a diferença entre os valores de  $K_S$  encontrados.

Nos metais de transição a estrutura eletrônica pode ser analisada em termos dos cinco or-

---

bitais  $d$ ,  $d_{xy}$ ,  $d_{xz}$ ,  $d_{yz}$ ,  $d_{x^2-y^2}$  e  $d_{3z^2-r^2}$ . Quando no volume a distribuição de ligações e de cargas é isotrópica, não existe diferença entre as contribuições de cada orbital. Mas quando estão sob a forma de filmes finos, a própria anisotropia estrutural faz com que surjam diferenças entre as contribuições entre os orbitais que estão fora e no plano da superfície. Considerando uma camada de um metal de transição, como o  $Co$ , os orbitais no plano se hibridizam mais do que os orbitais fora do plano mudando a largura das bandas dos orbitais  $d$  em cada uma destas direções. Isso faz com que ocorra uma diferença entre as populações de elétrons spin up e down em cada uma das direções, fazendo com que o momento magnético seja diferente em cada uma delas (maior na direção paralela ao plano do que na perpendicular) [39]. Isso indica que a anisotropia magnética superficial também vai depender da largura das bandas dos orbitais  $d$  em cada uma das direções, ou seja, das hibridizações, como mostrado por Bruno [40]. Se uma camada de outro metal de transição é depositada sobre a camada de  $Co$  ocorrerá a hibridização dos orbitais  $d$  destes dois metais na interface. Esta sobreposição vai fazer com que ocorra uma mudança na largura de banda ( $W$ ), desta vez a sobreposição dos orbitais na direção perpendicular vai ser maior diminuindo a largura  $W$ , e conseqüentemente, fazendo com que  $K_S$  aumente nesta direção [41]. Ou seja, a própria deposição de um metal de transição sobre uma camada de  $Co$  faz com que a anisotropia de interface mude, favorecendo a magnetização ser perpendicular ao plano da amostra. Além disso, o parâmetro  $\xi$  vai mudar nesta situação, vai depender do acoplamento spin-órbita não só do  $Co$ , mas também do metal utilizado [42]. Assim, a forte anisotropia de interface encontrada em multicamadas  $Co/Ni$ ,  $Co/Pd$  e  $Co/Pt$  é explicada, e o fato das multicamadas  $Co/Pt$  possuírem uma anisotropia maior do que as multicamadas  $Co/Pd$  e  $Co/Ni$  tem origem no forte acoplamento spin-órbita dos elétrons  $5d$  da  $Pt$ , em comparação com os elétrons  $4d$  e  $3d$  do  $Pd$  e do  $Ni$ , respectivamente [43]. A diferença nos acoplamentos spin-órbita da  $Pt$ , o  $Pd$  e o  $Ni$  faz com que a magnitude das ligações atômicas nas interfaces das camadas seja diferente para cada uma das multicamadas [44], refletindo na magnitude da anisotropia de interface.

Como diferentes orientações cristalográficas das camadas de  $Co$  e do metal depositado fazem com que a hibridização que ocorre na interface mude de magnitude, a anisotropia de in-



terface vai assumir diferentes valores pra diferentes texturizações no plano das amostras. Por exemplo, as multicamadas  $Co/Pt$  depositadas com os planos (001), (011) e (111) paralelos à superfície dos filmes possuem os valores de  $K_S$  de 0,59, 0,42 e 0,97  $mJ/m^2$  [29]. Estes valores, além de dependerem da simetria de cada uma das texturizações, estão ligados ao fato da direção  $\langle 111 \rangle$  ser a direção do eixo de fácil magnetização da camada de  $Co$  quando ele é  $CFC$  (espessura  $\leq 2$  camadas atômicas), equivalente à direção  $\langle 0001 \rangle$  quando ele é  $HCP$  (espessura  $\geq 3$  camadas atômicas). Isto quer dizer que quando a camada de  $Co$  nas multicamadas possui os planos (111) paralelos à superfície da amostra, além das hibridizações dos orbitais  $d$  serem mais fortes na interface aumentando o valor de  $K_S$ , o termo de volume  $K_V$  também é maior por causa da orientação cristalográfica. Consequentemente, o termo de anisotropia magnetocristalina  $K_1$  é maior nesta texturização. Isto é diretamente refletido na espessura crítica  $t_C$  de amostras formadas por multicamadas  $Co/Pt$ ,  $Co/Pd$  e  $Co/Ni$ . Como a anisotropia magnetocristalina é maior para esta texturização a espessura crítica é maior, o que faz com que sistemas de multicamadas deste tipo sejam mais estáveis e, consequentemente, ideais para estudos que envolvem amostras com magnetização perpendicular. No Anexo 5.0.1, tal como será mostrado, é observado uma grande diferença entre anisotropias de  $Co/Pt$  e  $Co/Ta$  para uma mesma espessura de Cobalto.

### 2.1.7 Energia do campo externo

A energia do campo externo ou energia de Zeeman é a energia associada a um corpo magnético na presença de um campo magnético  $H_{ext}$  [45]. Esse termo de energia pode ser escrito como a soma das energias de interação dos momentos locais com o fluxo magnético externo  $B_{ext}$ , de forma que temos

$$E_{ext} = -\mu_0 \int \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext} dV. \quad (2.18)$$

Essa energia faz a magnetização alinhar-se paralelamente ao campo externo afim de minimizar a energia. A interação Zeeman de um momento magnético com um campo magnético externo é de grande importância prática porque ela é usada para alinhar a magnetização em

---

materiais magnéticos. Em particular, se queremos alinhar a magnetização de um material magnético na direção difícil, a interação Zeeman deve superar a interação spin-órbita que determina a anisotropia magnetocristalina.

## 2.2 Interação Dzyaloshinskii-Moriya

A interação de troca é um fenômeno puramente quântico, como já foi dito na seção 2.1.2, e surge a partir da interação de Coulomb e o princípio de Pauli. Compete com a interação spin-órbita, que acopla o spin e o momento orbital do elétron. Neste contexto, as duas interações são frequentemente referidas, respectivamente, como de troca não-relativística e relativista.

Se consideramos um sistema simples de dois elétrons a interação de troca dá origem ao acoplamento ferromagnético ou antiferromagnético entre os spins. Existem dois tipos principais de troca. Primeiro, o momento atômico é determinado pela interação de troca intra-atômica. Segundo, há uma interação de troca interatômica entre os íons magnéticos vizinhos. A expressão mais geral para a energia de troca entre dois sítios é dada por,

$$E_{troca} = \sum_{i \neq j} S_i^+ \hat{A}_{ij} S_j \quad (2.19)$$

onde  $\hat{A}_{ij} = \{A_{ij}^{\alpha\beta}\}$  com  $\alpha, \beta = x, y, z$  são tensores de troca generalizados. Eles podem ser decompostos em três termos,

$$\hat{A}_{ij} = J_{ij} \hat{I} + \hat{A}_{ij}^s + \hat{A}_{ij}^a, \quad (2.20)$$

onde  $J_{ij}$  é a parte isotrópica do tensor,

$$J_{ij} = \frac{1}{3} Tr(\hat{A}_{ij}), \quad (2.21)$$

e  $\hat{I}$  é um tensor unitário. O tensor de troca anisotrópico é definido por,

$$\hat{A}_{ij}^s = \frac{1}{2}(\hat{A}_{ij} + \hat{A}_{ij}^+) \quad (2.22)$$

e o antisimétrico  $\hat{A}_{ij}^a$  é dado por,

$$\hat{A}_{ij}^a = \frac{1}{2}(\hat{A}_{ij} - \hat{A}_{ij}^+). \quad (2.23)$$

A constante de acoplamento (troca integral)  $J$  pode atingir valores de cerca de  $0,01 - 0,1eV$ . Portanto, o estado magnético do sistema é determinado principalmente pelo termo de troca isotrópico. A parte anisotrópica da interação de troca desempenha um papel importante no ordenamento magnético do sistema, em especial no caso de  $S = 1/2$ , onde o Hamiltoniano do termo de anisotropia de um único íon (campo cristalino) desaparece. A energia da troca antissimétrica torna-se mínima para a orientação perpendicular dos spins levando a um pequeno momento magnético em compostos antiferromagnéticos. A parte simétrica desempenha um papel importante na ordem magnética em sistemas de baixa dimensionalidade onde a constante de troca anisotrópica pode atingir valores de cerca de 5% se comparado a constante de troca do acoplamento isotrópico  $J$  [46].

## Interação de Troca Isotrópica

A interação de troca isotrópica foi primeiramente proposta por Heisenberg em 1928 [47] para interpretar a origem do campo molecular em ferromagnetos. Se dois átomos  $i$  e  $j$  possuem momento angular de spin  $S_i$  e  $S_j$ , respectivamente, então a interação de troca entre eles é dada por,

$$E_{troca}^i = -J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.24)$$

onde  $J_{ij}$  é uma integral de troca. Se  $J_{ij}$  é negativo, os estados de energias mais baixos seriam de spins antiparalelos. Um valor positivo da integral de troca é, portanto, uma condição necessária para o ferromagnetismo para ocorrer.

## Interação de Troca simétrica anisotrópica

A contribuição da parte simétrica da energia de troca pode ser escrita como,

$$E_{troca}^s = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} S_i \hat{A}_{ij}^s S_j \quad (2.25)$$

É uma parte da interação de troca que depende das indicações dos spins em relação à estrutura, e que é simétrico em relação a troca entre dois spins interagindo.

A interação de troca anisotropia manifesta-se de diferentes maneiras, dependendo da composição química do sistema, tamanho e geometria. Qualquer mecanismo de interação de troca microscópico, interação Ruderman-Kittel- Kasuya-Yosida (RKKY), supertroca, etc, podem dar lugar à troca anisotrópica.

Devido a sua natureza eletrostática a interação de troca isotrópica de Heisenberg é relativamente forte. E, por conseguinte, o estado magnético de um sistema é determinado principalmente pelo termo isotrópico. A interação de troca anisotrópica é geralmente uma pequena correção na de troca isotrópica e é frequentemente desprezada [48].

## Interação de Troca antissimétrica anisotrópica:

### Interação Dzyaloshinskii-Moriya

$$E_{troca}^a = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} S_i \hat{A}_{ij}^a S_j = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \vec{D}_{ij} \cdot (S_i \times S_j) \quad (2.26)$$

onde,

$$D_{ij}^x = -\frac{A_{ij}^{yz} - A_{ij}^{zy}}{2}, D_{ij}^y = -\frac{A_{ij}^{zx} - A_{ij}^{xz}}{2}, D_{ij}^z = -\frac{A_{ij}^{xy} - A_{ij}^{yx}}{2} \quad (2.27)$$

O fato da interação de troca poder conter também um termo assimétrico foi observado pela primeira por Dzyaloshinskii [49] e Moriya [50]. Dzyaloshinskii previu, por razões puramente de simetria que a combinação de baixa simetria e o acoplamento spin-órbita daria origem a

interações de troca antissimétricas. Moriya encontrou um mecanismo microscópico que levava a tal termo em sistemas com acoplamento spin-órbita. Assim, o termo 2.26 é chamado de interação Dzyaloshinskii-Moriya.

A Interação Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) entre spins é induzida pelo acoplamento spin-órbita em materiais magnéticos que tem quebra de simetria de translação da rede cristalina [51]. A DMI é reconhecida por desempenhar um papel crucial na interface entre um material ferromagnético (FM) e um metal pesado não magnético (NM) criando texturas topológicas chamadas de skyrmions. A DMI também desempenha um papel essencial na dinâmica de paredes de domínio (DW) impulsionada pela interação spin-órbita [52, 53].

Uma das características macroscópicas fundamentais deste acoplamento antissimétrico ocorre em estruturas cristalinas não-centrossimétricas onde essa interação tende a competir com as interações de troca isotrópica e de anisotropia, girando os spins e criando uma grande variedade de estruturas helicoidais e Skyrmionicas [54, 55, 56, 57, 8, 58]. Dzyaloshinskii mostrou que neste caso a interação DMI estabiliza estruturas de spins periódicas com modulações espaciais longas com sentido de rotação fixo.

A quebra de simetria por estresse ou campo magnético aplicado, ou campos elétricos, podem induzir acoplamentos magnéticos quirais também em cristais centrossimétricos [53]. Para materiais magnéticos bulk tais acoplamentos são muito fracos mas a situação muda drasticamente no caso de pequenas estruturas artificiais tais como filmes finos ferromagnéticos, multicamadas, nanofios e nanodiscos.

Em superfícies ou interfaces de camadas magnéticas finas a quebra de simetria de inversão é uma importante fonte de interações Dzyaloshinskii-Moriya quirais [55]. Estes acoplamentos de troca DMI antissimétricas surgem devido ao efeito da spin-órbita na estrutura eletrônica devido a inversão assimétrica nos campos de cristal perto da superfície [59]. De acordo com numerosos dados experimentais sobre os sistemas de camada ferromagnética, tensão não homogêneas criadas pela incompatibilidade no crescimento das camadas, defeitos relacionados, ou interdifusão entre as camadas magnéticas e não magnéticas influenciam substancialmente as suas propriedades magnéticas. Sob estas condições, os acoplamentos quirais induzidos devem

---

ser não homogêneo dentro nanoestruturas magnéticas.

## 2.3 Vórtices Magnéticos

A estrutura de vórtice é difundida na natureza. Esta é geralmente uma configuração da matéria que permite uma dissipação eficiente de energias. Envolve vários parâmetros físicos como velocidade do vento ou da água em escoamentos turbulentos (Von Karmann), parâmetro de ordem supercondutor em supercondutor do tipo II, cargas elétricas em correntes parasitas, densidade de matéria em buracos negros, magnetização em ferromagnetos bidimensionais, entre outras. Todos esses fenômenos têm em comum uma estrutura onde o parâmetro físico envolvido está se enrolando em torno de uma singularidade central. A energia deve divergir nesse ponto, mas o centro do vórtice, o chamado núcleo, regulariza essa divergência por sua estrutura particular. Os ferromagnetos bidimensionais são de particular interesse para nós, esta tese está focada no estudo de nanoestruturas ferromagnéticas muito finas, como discos e nanofios. O primeiro estudo sobre vórtices magnéticos foi feito por E. Feldtkeller e H. Thomas, que calcularam sua estrutura micromagnética. Vórtices magnéticos têm sido intensamente estudados por Kostelitz, Berezinsky e Thouless nos anos 70 como uma solução topológica particular da transição de fase no modelo XY [60]. Este modelo geral descreve as interações dos momentos magnéticos clássicos confinados em um plano; pode ser aplicado tanto a ferromagnetismo ou antiferromagnetismo quanto a qualquer física de spin, como hélio 3 e polímeros. Vórtices podem ser formados para reduzir a energia do sistema, interagindo em pares de vórtice-antivórtice, por exemplo. Eles podem ser vistos como defeitos topológicos cuja estrutura não pode ser reduzida a um estado uniforme ou contínuo por qualquer transformação finita.

### 2.3.1 Vórtices em ferromagnetos bidimensionais

Em ferromagnetos, os momentos magnéticos responsáveis pelo magnetismo são fortemente acoplados pela interação de troca. O sistema de spin apresenta uma transição de fase e exibe um estado ordenado abaixo da temperatura de Curie. A estrutura do vórtice é um soliton exi-

---

bindo uma estrutura de spin no plano  $XY$  em torno de uma região central onde os momentos magnéticos estão apontando para fora do plano para evitar a criação de uma singularidade. Este defeito topológico bidimensional é caracterizado por três "cargas topológicas".

- A Vorticidade  $q$ : Esta é uma grandeza muito geral relacionada à topologia dos momentos magnéticos que ondulam no plano  $XY$ . Se  $\mathbf{S}(\mathbf{r})$  é o campo de spin do ferromagneto  $2D$ , a vorticidade mede o ângulo total em relação a uma dada direção através da qual o vetor  $\mathbf{S}(\mathbf{r})$  gira em um contorno circular ao redor do núcleo [1]. A quantidade  $q$ , um múltiplo inteiro de  $2\pi$ , também é conhecido como o número de enrolamento (winding number). Como pode ser visto na figura 2.2,  $q$  positivos estão relacionados a estruturas de vórtices e  $q$  negativos a antivórtices. Nesta tese, apenas os vórtices com vorticidade igual a  $\pm 1$  serão considerados.
- A Polaridade  $p$ : Define a orientação relativa dos momentos magnéticos dentro do núcleo do vórtice em relação ao plano do ferromagneto. Essa quantidade só pode ser  $p = \pm 1$ .
- A circulação  $C$ : Esta quantidade completa a vorticidade, dando o sentido de rotação do vetor de rotação  $\mathbf{S}(\mathbf{r})$  em um contorno circular em torno do vórtice. Pode ser no sentido horário ou anti-horário, portanto  $C = \pm 1$ .

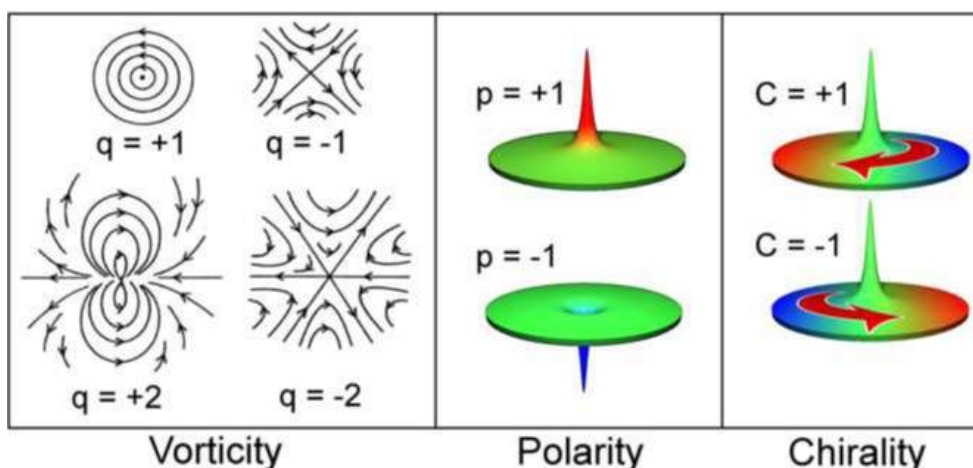


Figura 2.2: Cargas topológicas de um vórtice ferromagnético: Vorticidade (ou número de enrolamento, de Mermin [1], Polaridade e Circulação.

Para descrever as propriedades de filmes finos ferromagnéticos, o modelo ferromagneto de plano fácil foi introduzido. Este é o modelo bidimensional clássico dos momentos magnéticos de Heisenberg com uma anisotropia magnética no plano que tende a manter os momentos magnéticos no plano. O estado de vórtice é uma solução particular instável deste modelo [61] correspondente a um defeito magnético na textura de spins. Este modelo deu uma primeira visão sobre os vórtices magnéticos, mas será mostrado a seguir que esta estrutura pode ser estabilizada em estruturas confinadas lateralmente, como nanodiscos e nanofios.

## 2.4 Vórtices sob Influência da Interação Dzyaloshinskii-Moriya

Vórtices magnéticos são caracterizados por uma magnetização circular no plano (circulação) e uma região central com uma magnetização fora do plano (polaridade). A primeira é definida por circulação horária ( $c = 1$ ) ou anti-horária ( $c = -1$ ) em relação a rotação da magnetização no plano. A polaridade é a orientação da magnetização do núcleo, que pode estar virada para cima ( $p = 1$ ) ou para baixo ( $p = -1$ ). Com duas orientações possíveis da  $c$  e  $p$ , quatro estados fundamentais diferentes de um vórtice magnético podem ocorrer. A polaridade do núcleo é independente da circulação e portanto, o menor estado de energia de um vórtice magnético é degenerado pois esses quatro estados são energeticamente equivalentes [62] ver figura 2.3. O vórtice magnético constitui uma estrutura topológica fascinante para estudos fundamentais do comportamento de spins em nanoescala e oferece grande potencial como um novo conceito em tecnologias de armazenamento de dados.

Devido da quebra de simetria na superfície pode-se esperar que as interações Dzyaloshinskii-Moriya induzidas na superfície devem existir em nanodiscos magnéticos e influenciar os estados de vórtices. Como sabemos os vórtices magnéticos possuem 4 configurações equiprováveis, no entanto, na presença da interação DMI essa degenerescência quiral dos vórtices, com circulação horária e anti-horária, é quebrada. E o efeito que se observa é está no tamanho do núcleo do vórtice que muda de acordo com a circulação e a quiralidade da interação DMI. Vamos introduzir a quiralidade da interação DMI como  $D = \mathbf{D}C_*$ . Então, as interações DMI favorecem estados com  $C = C_*$  e suprimem aqueles com quiralidade oposta  $C = -C_*$ . Veja a figura 2.4



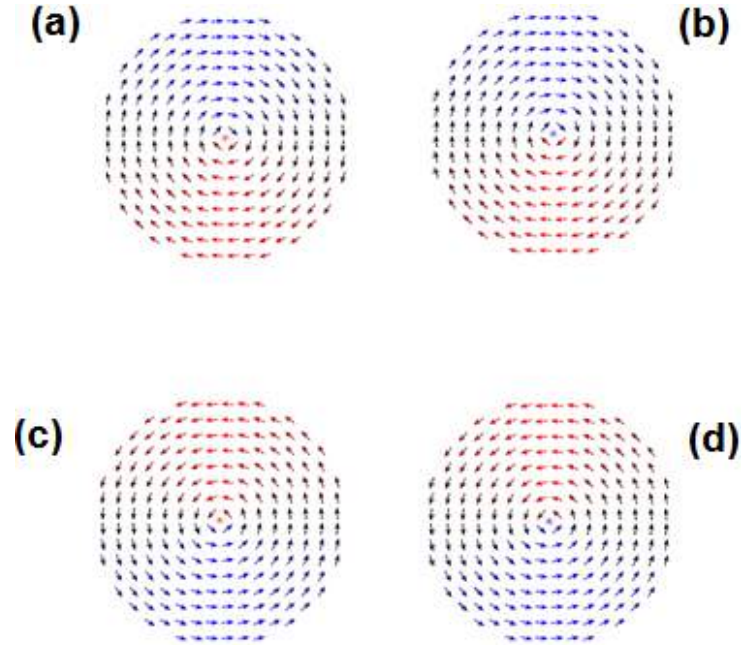


Figura 2.3: Simulação micromagnética obtida por código Mumax3. A configuração é obtida em campo magnético nulo. Em (a) e (b) a circulação é CW (horária), (c) e (d) a circulação é CCW (anti-horária). No centro do disco os pontos vermelho  $p=+1$  e azul  $p=-1$  dos momentos magnéticos no núcleo normal ao plano do disco.

onde  $c_* = 1$  ou seja, ( $D > 0$ ) e isso alarga o núcleo dos vórtices com mesma quiralidade  $C = 1$  e espreme vórtices com quiralidade oposta  $C = -1$ .

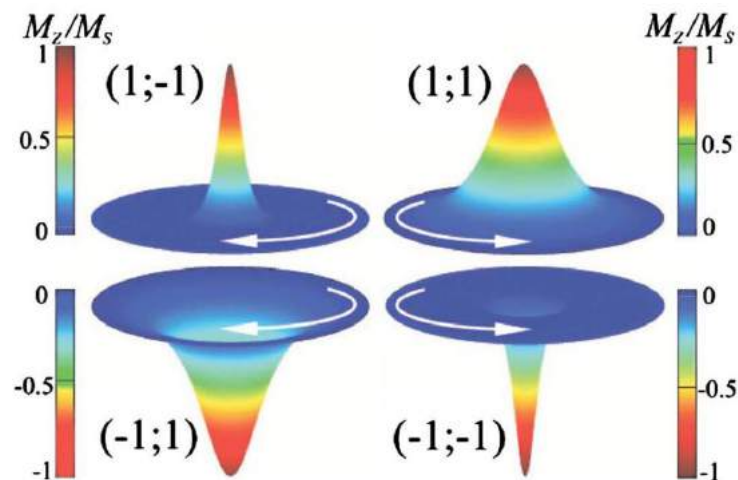


Figura 2.4: Os quatro estados possíveis de vórtice são caracterizados pelos seus índices (Polaridade  $p = \pm 1$ ; circulação  $C = \pm 1$ ) Interação Dzyaloshinskii-Moriya com quiralidade  $c^* = 1$  ( $D > 0$ ) alarga o núcleo dos vórtices com a mesma circulação,  $c = 1$ , e espreme vórtices com circulação oposta,  $C = -1$ .

## 2.5 Paredes de Domínio em Nanofios Magnéticos

Os domínios magnéticos são separados por paredes de domínios, são regiões de transição da direção dos momentos magnéticos quando passam de um domínio a outro. O deslocamento total dos ângulos, entre a magnetização nos dois domínios, ao longo de uma parede de domínio é, em geral, de  $180^\circ$  ou  $90^\circ$ . A parede de  $90^\circ$  separa domínios que têm magnetização perpendicular entre si, e as paredes  $180^\circ$  separam domínios alinhados com magnetizações antiparalelas.

Em nanofios magnéticos, longos e estreitos, feitos de materiais magneticamente macios, onde a anisotropia de forma domina, a magnetização reside normalmente ao longo do eixo dos nanofios e paredes de domínio de  $180^\circ$  são formadas. Em campo aplicado zero, a forma da parede depende da largura e da espessura da linha devido a competição entre a energia de troca e a energia de anisotropia [30 ver tese Uhlir-These]. A Figura 2.5 mostra representações de regimes de parede para diferentes espessuras e larguras de linhas [2].

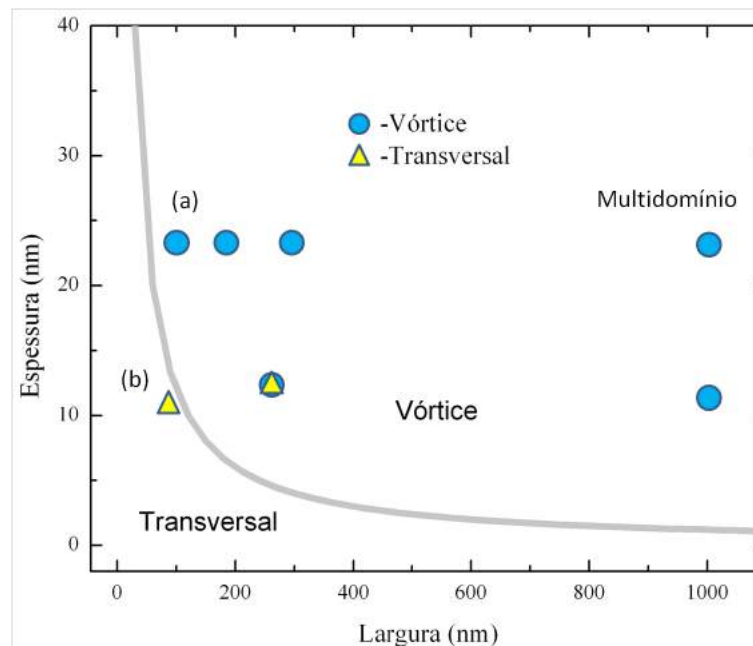


Figura 2.5: Representação de paredes de domínios em regimes de paredes distintas como função da largura e espessura de nanolinhas magnéticas [2].

Se a magnetização da parede gira no plano paralelo a parede, ela representa uma forma chamado parede Bloch, figura 2.5-(a). Quando a magnetização gira no plano perpendicular a parede é chamada de parede de Néel, figura 2.5-(b).

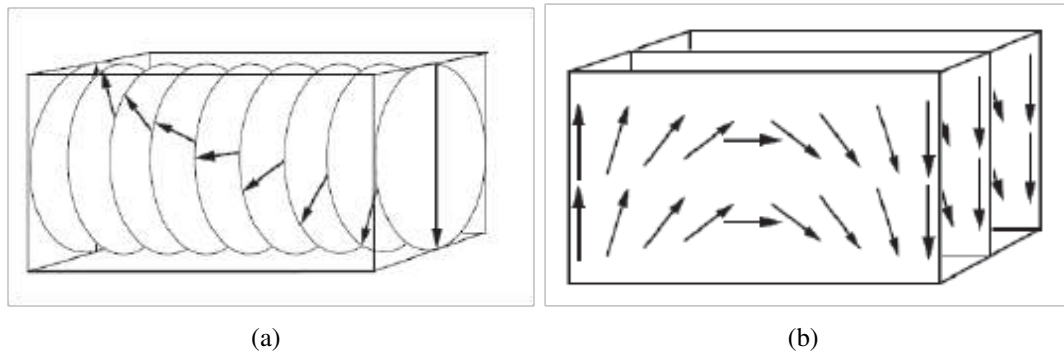


Figura 2.6: Representação das paredes de domínios. (a) Parede tipo *Bloch* (b) Parede tipo *Néel*

A parede de domínio em nanofios planares feitos de um material ferromagnético macio tal como o permalloy difere enormemente da parede de Bloch encontrada em materiais *bulk* [63]. A magnetização está contida no plano do filme pela anisotropia de forma e a magnetização dos domínios deve estar presa ao longo do eixo do fio. Basicamente as paredes formadas são de dois tipos. Uma é a parede tipo *Bloch* ou tipo *Néel*, figura 2.5-(a), na qual a magnetização é transversal no centro do fio, e a outra é tipo vórtice, figura 2.5-(b).

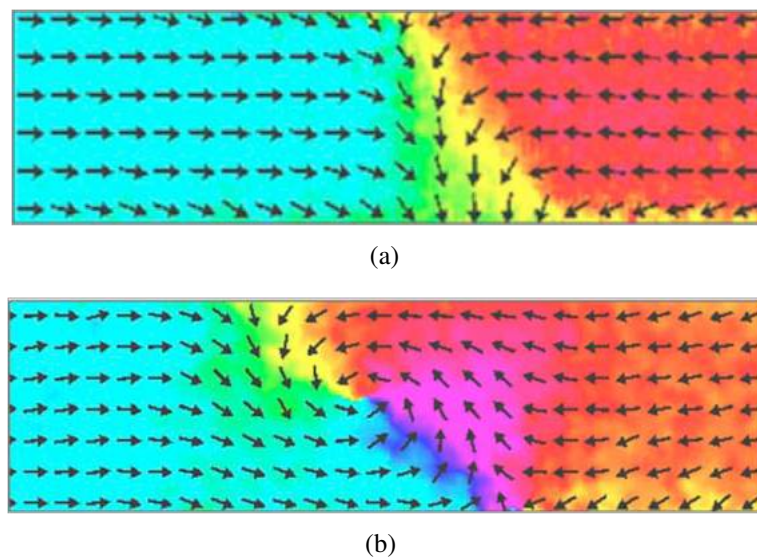


Figura 2.7: Representação das paredes de domínios em um nanofio planar. (a) Parede tipo transversal (b) Parede tipo vórtice.

## 2.6 Magnetorresistência

Quando uma corrente elétrica atravessa um metal, os elétrons procuram caminhos com menor dissipação de energia para atravessarem o material, ou seja, o deslocamento dos elétrons por diferentes caminhos na superfície de Fermi é tal que o espalhamento é minimizado. Acontece que quando os elétrons são forçados a tomarem diferentes caminhos, por exemplo, devido a presença de um campo magnético aplicado, esses caminhos levam a um maior espalhamento. Na presença de um campo magnético, a nuvem eletrônica que forma a camada  $3d$  do metal (ferromagnético) é deformada, e é isso que modifica a quantidade de espalhamento dos elétrons de condução, o que faz a resistividade variar. A Figura 2.9 mostra um esquema ilustrativo, que explica como a resistência varia quando um campo magnético é aplicado perpendicularmente e paralelamente a direção da corrente elétrica. Esse fenômeno, em que a resistividade elétrica varia quando aplicamos um campo magnético é chamado de magnetorresistência e em geral é definida como:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{R(H) - R(0)}{R(0)} \quad (2.28)$$

Onde  $R(H)$  e  $R(0)$  são a resistência com campo aplicado e sem campo aplicado respectivamente.

Chamamos de magnetorresistência anisotrópica (AMR), quando a variação da resistência depende da direção entre a corrente elétrica e o campo magnético aplicado. A dependência angular da AMR é definida como:

$$\rho = \rho_{per} + (\rho_{par} - \rho_{per}) \cos^2(\theta) \quad (2.29)$$

Onde  $\rho_{per}$  é a resistividade quando a corrente e a magnetização são perpendiculares e  $\rho_{par}$  quando são paralelas.  $\theta$  é o ângulo entre a densidade de corrente  $\vec{j}$  e a magnetização  $\vec{M}$ . A Figura ?? mostra a definição para os ângulos entre  $\vec{M}$ ,  $\vec{j}$  e  $\vec{H}$ .

A Figura 2.8 mostra a resistência variando, quando a corrente e o campo magnético estão paralelos entre si, e quando estão perpendiculares. Vemos que na configuração paralela a resis-

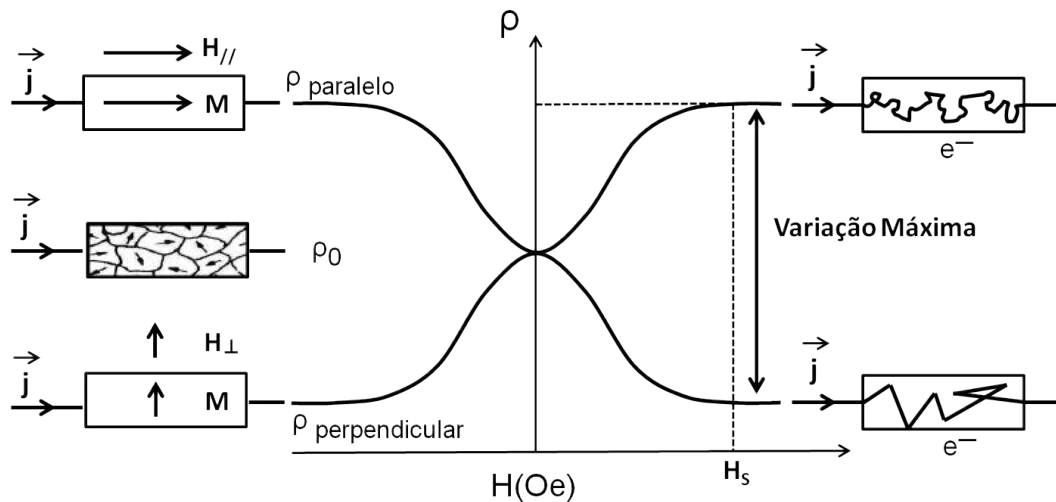


Figura 2.8: Resistividade de um metal ferromagnético variando com um campo magnético aplicado paralelo e perpendicular a direção da densidade de corrente. A curva superior de magnetorresistência está na configuração paralela e a curva inferior na configuração perpendicular.

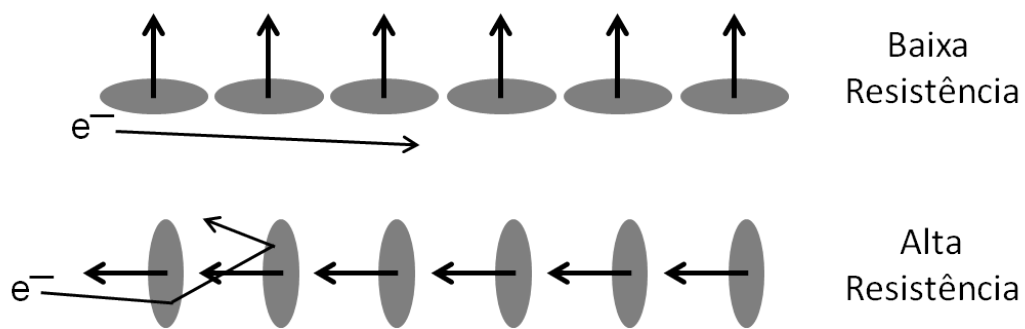


Figura 2.9: Esquema representação a origem da AMR. Figura adaptada de [3].

tividade aumenta com a aplicação do campo enquanto que na configuração perpendicular ela decresce. A magnetorresistência é um fenômeno de magneto-transporte relativístico e surge dos efeitos combinados do acoplamento spin-órbita e da quebra de simetria do sistema no estado ferromagneticamente ordenado [64].

Quando a corrente flui na direção do eixo de anisotropia  $A$ , que é eixo de fácil magnetização definido pela anisotropia de forma de um nanofio (ver figura 2.10(a)), e o campo é aplicado perpendicularmente ao eixo  $A$ , podemos encontrar  $\theta$  minimizando a equação 2.30, obtendo  $\sin(\theta) = H/H_a$ . Então de 2.29 temos

$$\rho = \rho_{per} \left[ 1 + \frac{\delta\rho}{\rho_{per}} \left( 1 - \frac{M_s^2 H^2}{4K^2} \right) \right] \quad (2.30)$$

Onde  $M_s$  é a magnetização de saturação,  $K$  a constante de anisotropia e  $\vec{H}$  o campo magnético aplicado. A equação 2.30 fornece que  $M_s H / 2K < 1$  e obedece a regra de Kohler [63]. Esse resultado é aplicado para rotação da magnetização sem histerese [63]. A Figura 2.10(b) mostra a AMR para uma amostra com anisotropia uniaxial, a curva preta é para o campo aplicado paralelamente, Figura 2.10(a), e a curva em vermelho para o campo aplicado perpendicular ao eixo de anisotropia. Essa curva prevê um comportamento parabólico com o campo que pela equação 2.30 é proporcional a  $H^2$ . No capítulo 4, usamos a a magnetorresistencia para entender a passagem de uma parede de domínio magnética por um defeito triangular em um nanofio. O fato da parede de domínio ter momentos magnéticos não alinhados ao eixo do nanofio ajuda a medir a parede por magnetorresistencia.

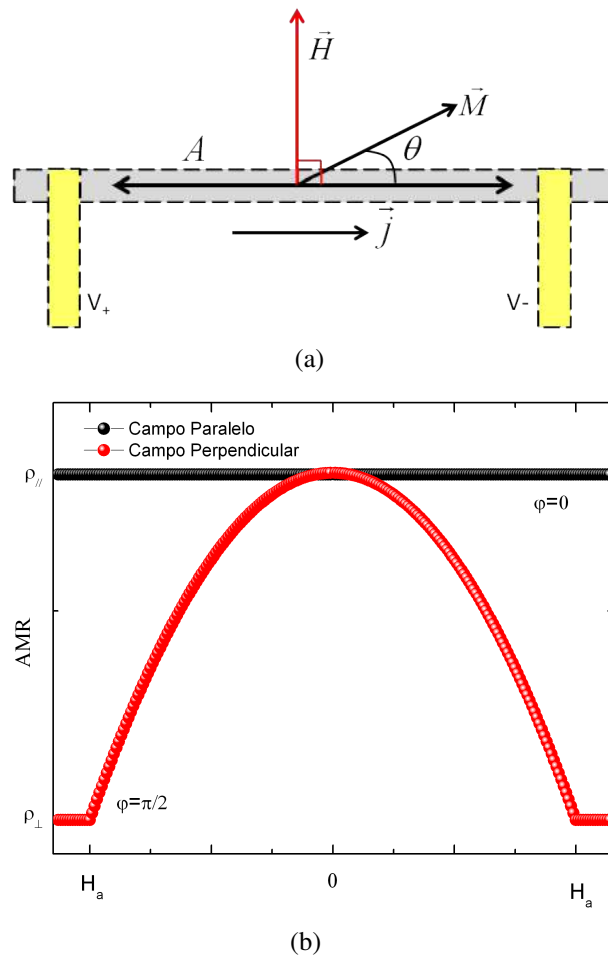


Figura 2.10: (a) Figura representando um fio com anisotropia uniaxial que coincide com o eixo do fio. (b) Curva de magnetorresistência para o campo aplicado paralelamente (curva preta) e perpendicularmente (curva vermelha) ao eixo de anisotropia do fio em (a).

---

## 3. Procedimento experimental

Nesse trabalho foram produzidas as amostras nanofios e nanodiscos magnéticos. O material magnético usado foi *Permalloy* ( $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ) e Cobalto (Co), nos nanofios foram feitos contatos com camadas de ouro e tântalo para medidas elétricas. A técnica usada para fabrica-los foi a litografia por feixe de elétrons. Para a deposição dos materiais foi utilizado um ”*Magnetron Sputtering*”. Na caracterização magnética dos nanofios foram medidas curvas de magnetização usando um sistema de medidas de magnetorresistência. Para nanodiscos utilizamos técnicas de imagens magnéticas.

### 3.1 Técnicas de Preparação das amostras

Nessa seção serão ilustradas as técnica necessárias para fabricar as nanoestruturas.

#### 3.1.1 Sistema de litografia por feixe de elétrons

Esta subseção é dedicada à apresentação da técnica de litografia eletrônica, bem como sistema de litografia utilizado no Laboratório Multiusuário de Nanociência e Nanotecnologia (LABNANO).

#### **Litografia**

A litografia de elétrons nada mais é do que irradiar um material elétron-sensível com um feixe de elétrons muito fino e focalizado em um ponto. Este material é uma resina (resiste) e é o suporte para a escrita eletrônica. A irradiação do resiste provoca modificações químicas dentro

---

do material. Essas modificações são a origem da aparição de diferenças de solubilidade ou da taxa de ataque químico entre as partes intactas e as partes irradiadas. Dizemos que o resiste é positivo quando as zonas irradiadas são dissolvidas e de resiste negativo no caso inverso onde as zonas irradiadas permanecem intactas após o ataque químico ver Figura 3.1.

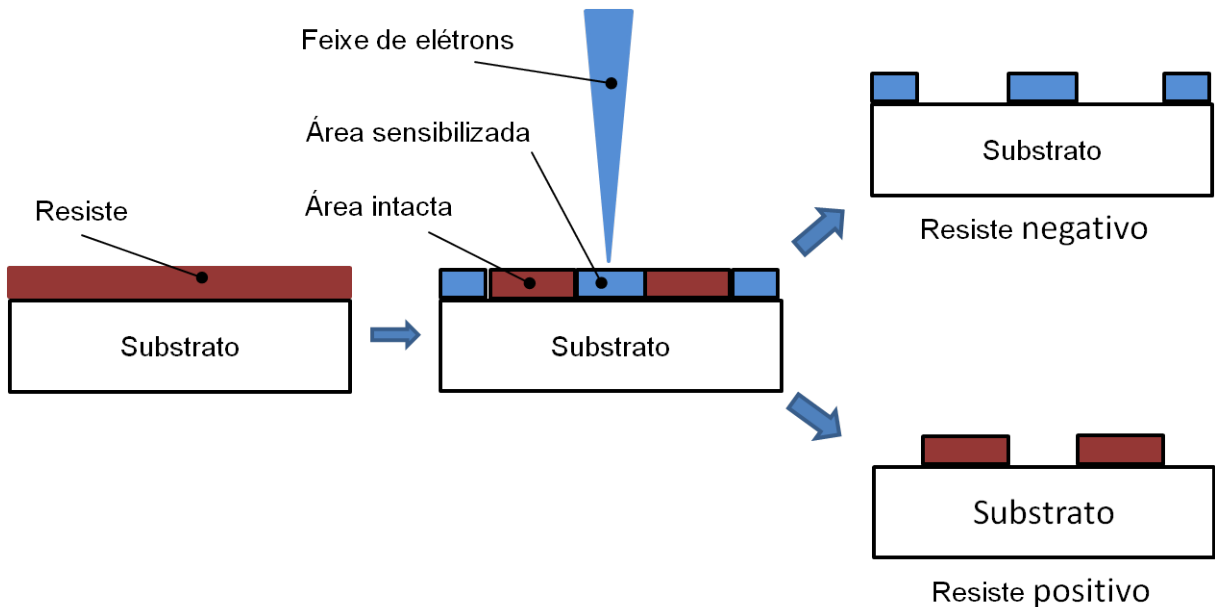


Figura 3.1: Esquema da litografia por feixe de elétrons. Um feixe de elétrons é usado para escrever desenhos diretamente sobre uma fina camada de resina (resiste) pré-depositado sobre o substrato.

O resiste é geralmente composto de um polímero dissolvido em um solvente. Nesse trabalho usamos o PMMA 950K AR-P672.045, que é o resiste orgânico mais usado e o mais conhecido pela sua alta resolução intrínseca. Além de ser sensível aos elétrons, o PMMA pode ser utilizado em fotolitografias (DUV), é estável, pouco sensível a luz do dia e adere perfeitamente a um grande número de substratos. Por outro lado, tem uma fraca resistência mecânica e, não resiste bem a ambientes de plasma.

## Depósito do Resiste

A primeira etapa da litografia consiste em recobrir a superfície do substrato com uma camada fina de resiste. A fim de minimizar todas as possíveis contaminações, o depósito é realizado em uma sala limpa (onde o número de partículas por volume é controlado). Para obter uma camada fina de resiste é utilizado um "Spin Coater" (G3 spin coater model G3P-8 – specialty



coating systems SCS), que é um dispositivo que faz a amostra girar com grande velocidade. Assim que o substrato gira, o resiste, que é colocado sobre o substrato, se espalha radialmente para fora. Durante a rotação, ao mesmo tempo em que o resiste se espalha sobre o substrato a evaporação do solvente faz aumentar a concentração de sólidos, isso leva a um aumento de viscosidade e finalmente, a formação de um filme sólido. Essa técnica nos permite espalhar o resiste uniformemente sobre o substrato sem a formação de micro-bolhas de ar no filme de resiste. Um esquema do espalhamento do resiste é mostrado na Figura 3.2.

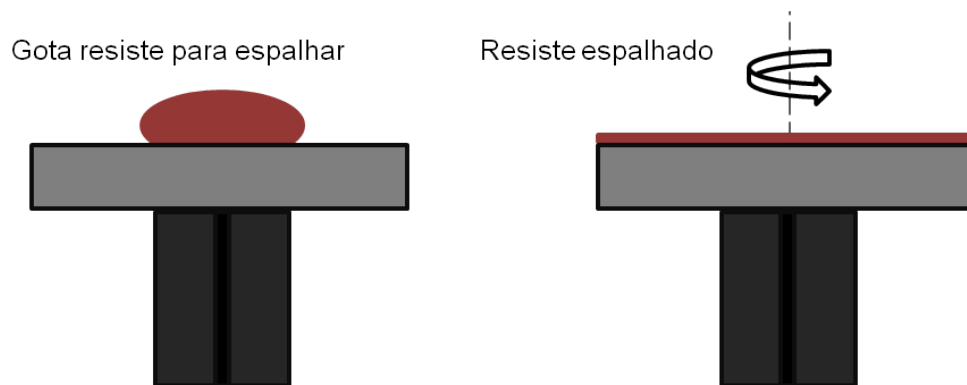


Figura 3.2: Esquema representando o espalhamento do resiste. O espalhamento é feito por centrifugação usando um *Spin Coater*.

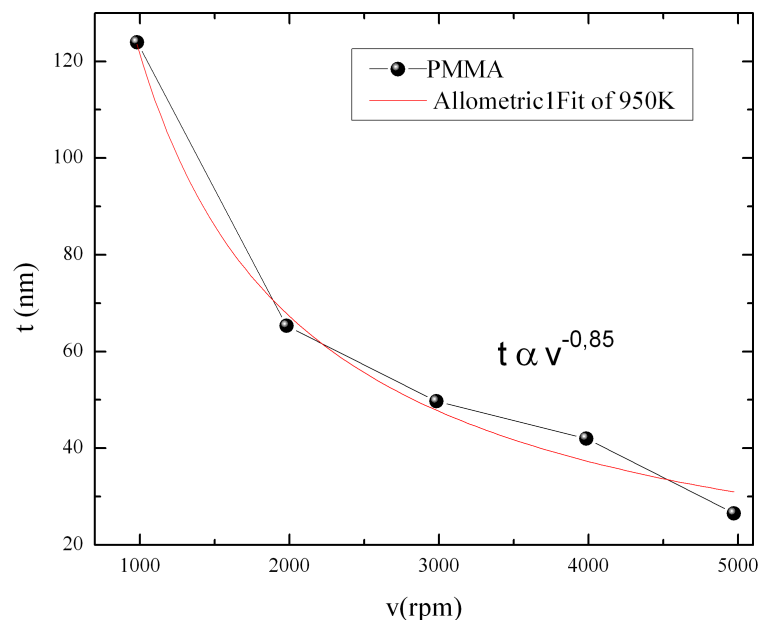


Figura 3.3: Curva da espessura do resiste como função da velocidade de rotação do *Spin Coater*. A curva em vermelho é um *fitting* usando o método chi-quadrado para determinar o expoente da velocidade. Dados experimentais retirados do manual de referência do PMMA 950K.

A espessura do resiste depende das propriedades do polímero utilizado, de sua concentração e, principalmente, dos parâmetros de rotação. A Figura 3.3 mostra como a espessura ( $t$ ) pode ser estimada pela seguinte fórmula:

$$t = \frac{KC^\beta}{W^\alpha}. \quad (3.1)$$

Onde  $C$  é a concentração do resiste,  $W$  a velocidade de rotação, e  $K$ ,  $\alpha$  e  $\beta$  são constantes determinadas experimentalmente.

### Recozimento do resiste

Aquecer a amostra após a deposição do resiste elimina inteiramente o solvente do resiste. Além disso, ajuda a relaxar as tensões acumuladas no filme, a diminuir a rugosidade do resiste e a melhorar a adesão ao substrato. As condições do recozimento utilizadas foram:

- Duração de 1 minuto
- Temperatura de 110°C

### Exposição ao Feixe de Elétrons

Na exposição do PMMA ao feixe de elétrons, colisões inelásticas entre elétrons incidentes e os átomos de polímeros provocam ionização das moléculas do polímero e a formação de radicais e de espécies descarregadas de baixo peso molecular [65]. Essas ionizações desencadeiam uma série de reações químicas dentro do resiste. A energia necessária para iniciar essas reações é muito fraca, da ordem de 5 eV [66]. Todos os elétrons possuem uma energia superior (elétrons do feixe primário, os elétrons retroespalhados e secundários) e, portanto, causam modificações químicas provocando a quebra das moléculas (sensibilização) do resiste (ver Figura 3.4).

### Revelação

O passo seguinte à exposição do resiste é a revelação do desenho. A amostra que foi sensibilizada é mergulhada em uma solução reveladora (AR 600-56), e a diferença de peso

---

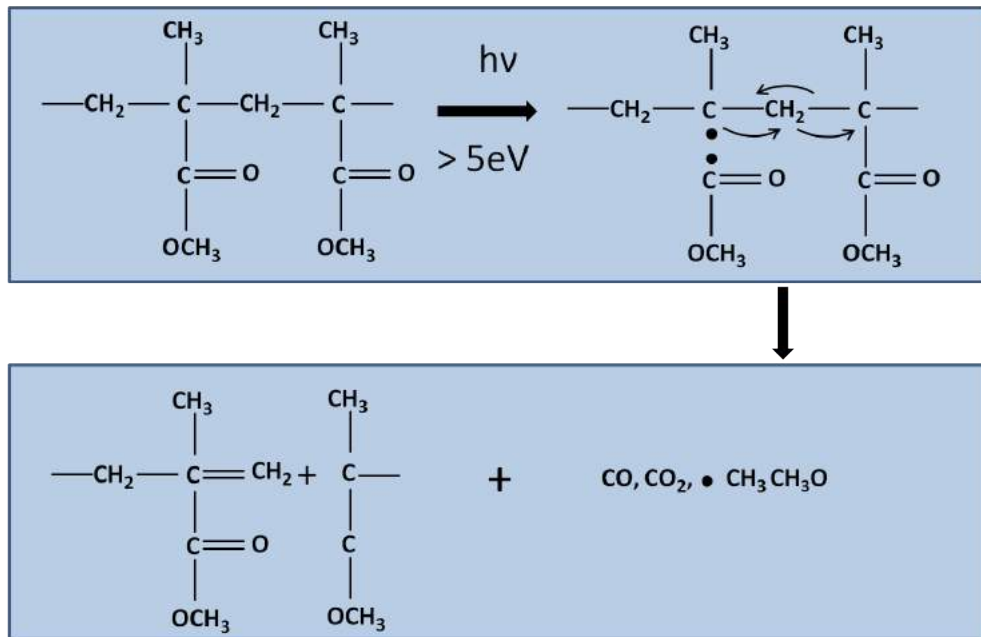


Figura 3.4: Reação química no PMMA durante a exposição ao feixe de elétrons

molecular entre as partes irradiada e não irradiada resulta em uma diferença de velocidade de solubilidade no solvente. Isto leva ao aparecimento da imagem desenhada na camada do resiste. A revelação é um procedimento rápido, porém crucial, e as condições de revelação (solvente, tempo, temperatura, agitação) devem ser escolhidas em função das condições de exposição, a fim de que uma pequena diferença de exposição produza uma grande diferença de dissolução do resiste na revelação. O tempo utilizado na revelação foi de 72 s.

### Transferência de padrões

Após a exposição e revelação correspondentes, a imagem estará presente como um molde no resiste. A função deste último será para atuar como intermediário para a transferência da imagem para o substrato. A transferência requer que a reprodução seja o mais parecido possível à imagem presente no resiste. Nessa dissertação a técnica utilizada para a transferência foi o *lift-off*.

### A técnica *lift-off*:

Um desenho que funciona como um molde de resiste é obtido diretamente sobre o substrato (no nosso caso o silício-Si), então uma fina camada de um material é depositada na amostra. O material é depositado tanto sobre o resiste, que permaneceu após a revelação, quanto sobre o substrato puro. A amostra é colocada em acetona e ultra-som, e somente nas regiões em que o material está diretamente em contato com o substrato permanecem, obtendo o desenho desejado (ver Figura 3.5).

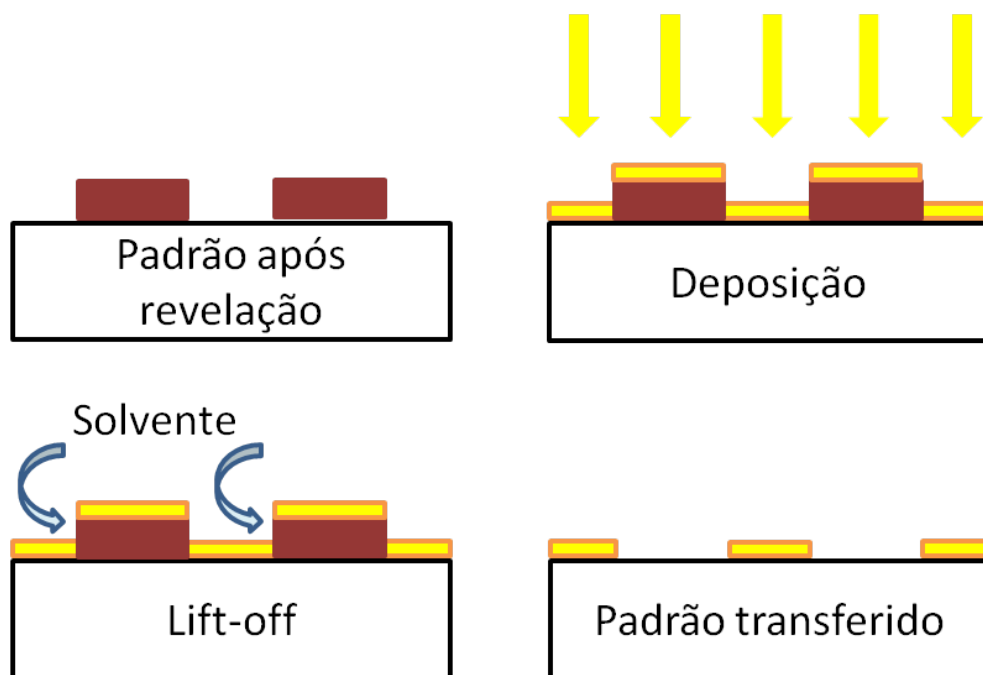


Figura 3.5: Esquema representando o Lift-off.

No processo de *lift-off* é essencial que além de um filme de qualidade (filme com boa aderência ao substrato e com mínimo de rugosidade), seja descontínuo nas bordas do resiste, isso é o que permite que o solvente penetre e dissolva o resiste. A condição para se ter essa descontinuidade é que a espessura do filme seja de até 30% da espessura do resiste.

### 3.1.2 Sistema de *Sputtering*

A técnica de *sputtering* consiste em bombardear o alvo com um feixe de íons de um gás inerte (geralmente argônio) ou uma mistura de gases. Um par de eletrodos é posto em uma câmara em

vácuo, um deles é o alvo, mantido com potencial negativo. Do lado oposto ao alvo é colocado um suporte com o substrato, o qual é aterrado ou mantido em potencial flutuante. Dentro da câmara, o campo elétrico produz íons de gás positivos que são acelerados em direção ao eletrodo negativo (alvo) e arrancam átomos e moléculas (neutras) por transferência de energia. O material arrancado viaja através do gás e se deposita no substrato. Um esquema simplificado do *Sputtering* está mostrado na Figura 3.6.

Neste trabalho os filmes foram depositados por "*Magnetron Sputtering*" com pressão de base de  $2 \times 6.10^{-8}$  Torr em uma atmosfera de Argônio (Ar) de 5 mTorr, o fluxo de Ar foi de aproximadamente 50, 0 sccm (centímetro cúbico padrão por minuto). O sistema utilizado possui quatro canhões, com alvos de  $Ni_{81}Fe_{19}$  alimentado por uma fonte RF, de Ta e Au alimentados por fontes DC.

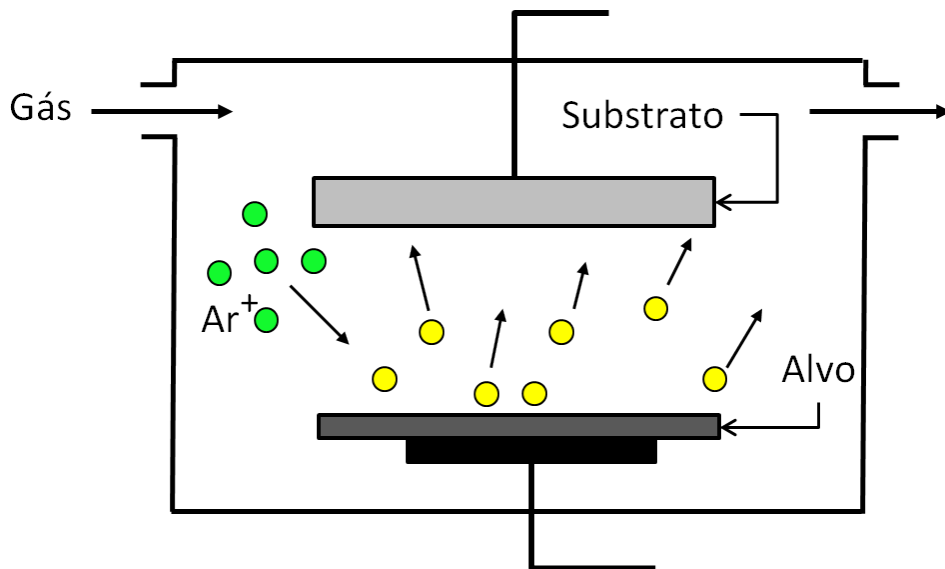


Figura 3.6: Esquema representando os principais componentes do *Sputtering*

### Calibração da Taxa de Deposição

Controlar a espessura dos filmes é essencial para o sucesso da fabricação das amostra, visto que a espessura do filme deve ser 30% da espessura do resiste, e deve-se sempre calibrar as taxas de deposição.

A calibração da taxa de deposição foi feita utilizando a técnica de Difração de Raios-X

(DRX), com incidência rasante ( $2^\circ$ - $10^\circ$ ), no Difratorômetro X'Pert PRO da marca Panalytical. A radiação emitida (Cu- $K\alpha$ ) pelo difratômetro possui comprimento de onda de  $1,54056 \text{ \AA}$ .

Foram depositados filmes finos de Ta,  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  e Au com parâmetros de deposição aproximados por tentativas e se esperava obter filmes de aproximadamente 60 nm.

A partir dos espectros de DRX foram localizados os picos de difração de Bragg e construído um gráfico do vetor de onda espalhado do raio-x  $q = \vec{k} - \vec{k}'$  (3.2) em função do índice  $n$  que indica o número do pico de difração achado, onde o módulo deste vetor espalhamento é calculado pela expressão [67]

$$q = \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda}, \quad (3.2)$$

onde  $\theta$  é o ângulo de cada pico de Bragg e  $\lambda$  é o comprimento de onda dos raios-X emitidos pelo tubo do difratômetro. Foi executado um ajuste linear ( $q = an + b$ ) dos valores achados e a partir do coeficiente angular  $a$  da reta, calculamos a espessura  $t$  dos filmes:

$$t = \frac{2\pi}{a}. \quad (3.3)$$

Assim, usando a seguinte equação calculamos a taxa de deposição  $\tau$  dos alvos:

$$\tau = \frac{t}{T}, \quad (3.4)$$

onde T é o tempo de deposição utilizado para o filme de calibração. Os espectros de raios-X a baixos ângulos dos filmes finos de  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ , Au e Ta depositados sobre Si(100) são apresentados na Figura 3.7, juntamente com os gráficos do vetor espalhamento  $q$  vs. seu índice  $n$  e o ajuste linear ( $q = an + b$ ) de cada valor medido. A taxa de deposição, o tipo de fonte do canhão e a potência escolhida para a deposição de cada alvo são apresentados na Tabela 3.1.

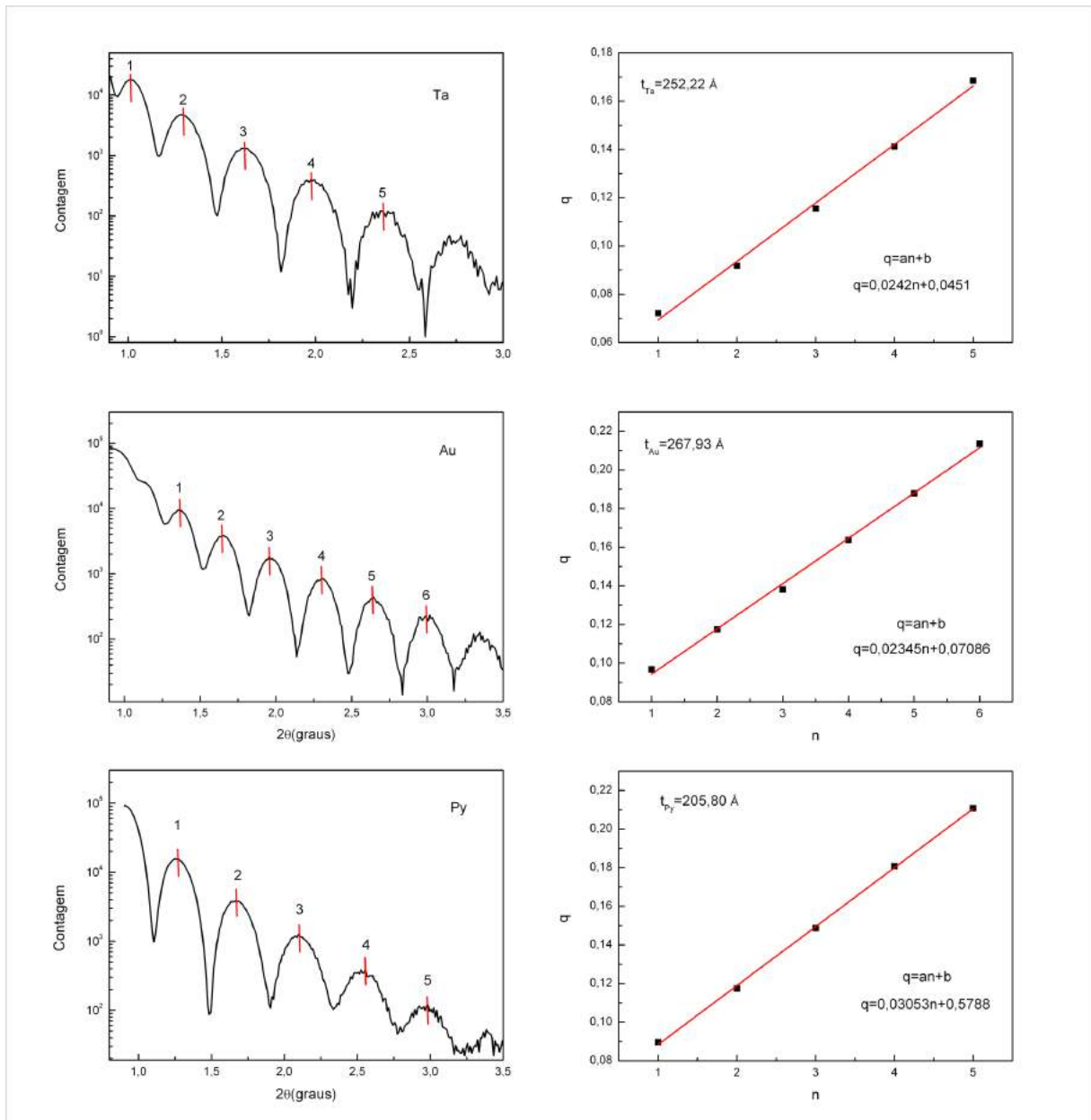


Figura 3.7: A esquerda: espectros de raios-X para ângulos com incidência rasante dos filmes de Ta, Au e  $Ni_{81}Fe_{19}$ . A direita: os gráficos de  $q$  em função de  $n$  e o ajuste linear ( $q = an + b$ ). Os pontos pretos indicam os dados experimentais e a reta vermelha o ajuste linear.

Tabela 3.1: A taxa de deposição, o tipo de fonte do canhão e a potência escolhida para a deposição de cada alvo

Alvo	Taxa de deposição	Fonte de Alimentação	Potência ou Corrente
Ta	2,27 $\text{\AA} / \text{s}$	DC	150 mA (249 V)
$Ni_{81}Fe_{19}$	0,89 $\text{\AA} / \text{s}$	RF	65 W ( $R : 0 \text{ W}$ )
Au	2,5 $\text{\AA} / \text{s}$	DC	50 mA (279 V)

### 3.1.3 Preparação das amostras

As nanoestruturas foram fabricados com uso da litografia por feixe de elétrons. Os nanofios possuem 435 nm de largura enquanto que os nanodiscos possuem  $1\mu m$ . Na litografia é essencial ter um substrato livre de sujeira, a cada etapa temos que colocar resiste e é difícil manter o substrato limpo. A cada etapa o substrato possui uma microestrutura litografada e não podemos danificá-la com o processo de limpeza. Devemos portanto ter muito cuidado para não contaminar o substrato com partículas. Foram muitas as amostras que não funcionaram devido à contaminação. Essa contaminação não é apenas externa, quando o *lift-off* na Etapa1 não retira completamente o resiste do substrato, isso afeta todas as outras etapas. A Figura 3.8 mostra um exemplo de duas amostras que não funcionaram, em (a) o *lift-off* não ficou bom deixando restos de resiste na estrutura, enquanto que em (b) mostra que o *lift-off* retira a estrutura.

#### a) Deposição do PMMA

O substrato é esquentado por 5 minutos e o resiste sensível para elétron (PMMA-950K AR-P672.045) é espalhado com a ajuda do Spinner. Em seguida o PMMA é recozido por 60s.

#### b) Exposição ao feixe de elétrons

O substrato é alocado no porta amostra e o feixe de elétrons escreve diretamente o desenho da nanoestrutura. A exposição demora alguns minutos, e algumas dezenas de minutos se muitas estruturas forem exposta ao mesmo tempo. O mais demorado na litografia é o processo de alinhamento do substrato. A Figura 3.9 mostra as amostras já com o PMMA no porta amostra do sistema de litografia(eLine).

#### c) Revelação

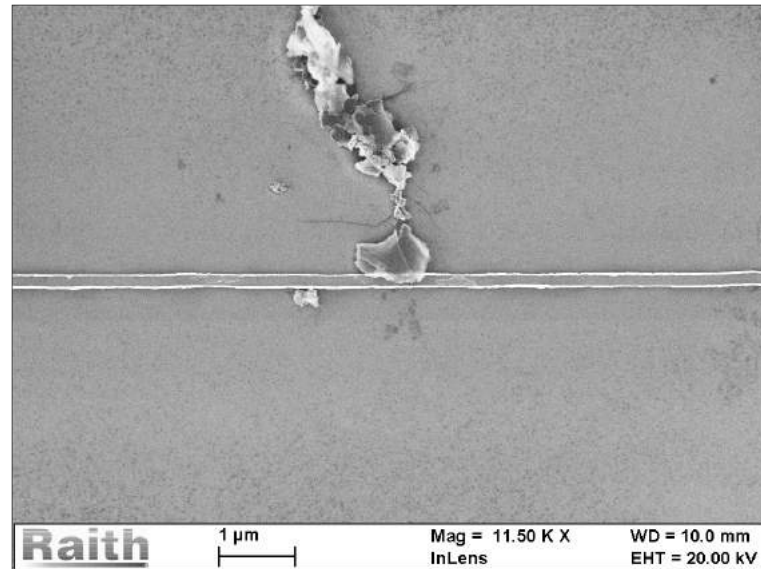
Mergulhamos o substrato na solução reveladora (AR 600-56) por 60s em seguida mergulhada na solução *Stopper* (AR 600-60)

#### d) Deposição de do material

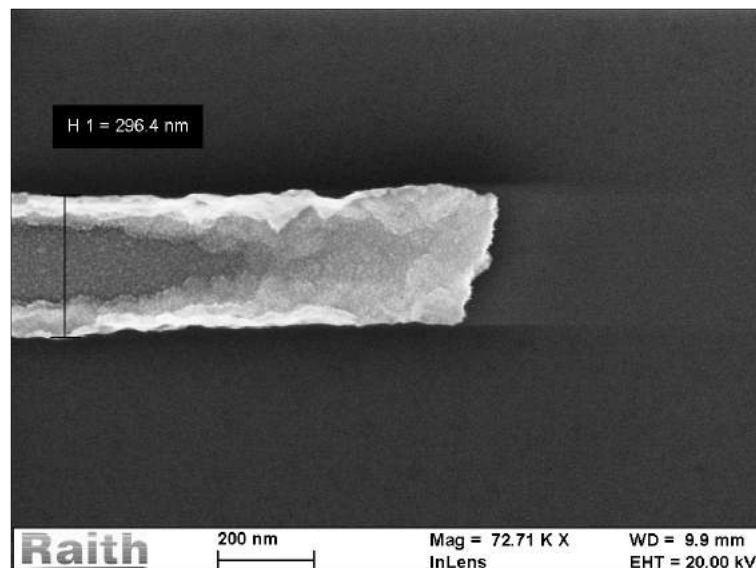
#### e) *Lift-off*

---





(a) Linha contaminada



(b) Linha destruída

Figura 3.8: A figura (a) mostra de um nanofio de *permalloy* contaminada com uma partícula e a figura (b) de um nanofio que foi destruída no lift-off.

Esse é o último passo antes da fabricação do contato. Após a deposição, mergulhamos o substrato em acetona e esperamos o filme cisalhar, em seguida levamos ao ultrassom para que todo o resiste seja retirado. Com o lift-off bem sucedido lavamos o substrato com acetona ultra-pura, sem partículas, e água deionizada e partimos para a etapa seguinte.

- Etapa 3- Finalizando com a deposição dos contatos para os nanofios

Essa etapa é para fazer os contatos dos *pad's* com os nanofios, e é muito crítica, pois

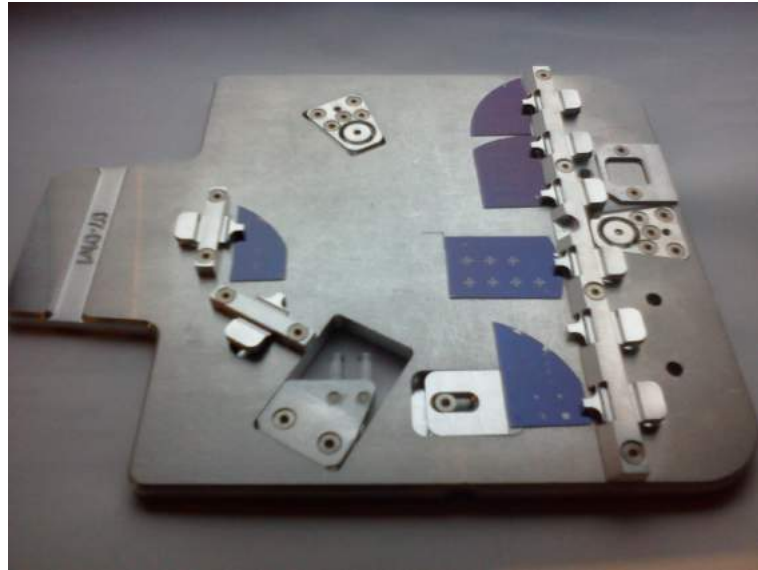


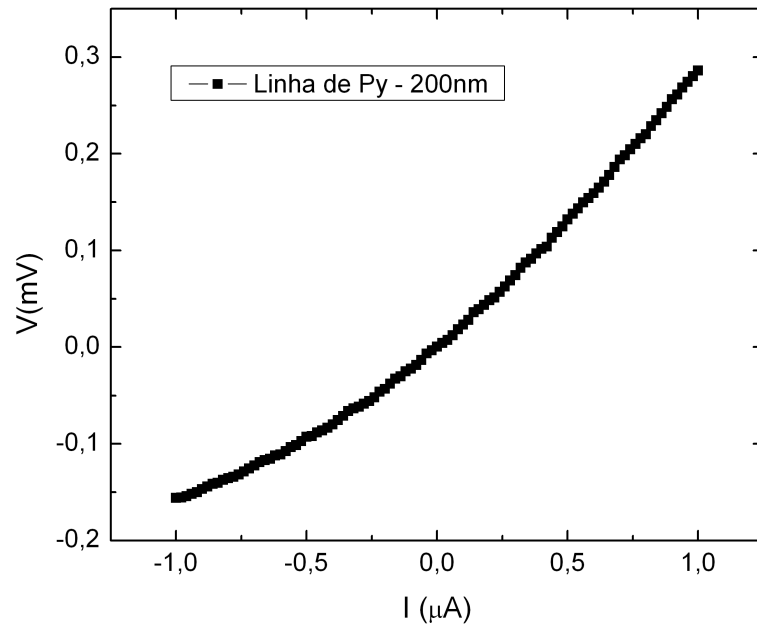
Figura 3.9: Porta amostra do eline com as amostras posicionadas.

o contato ôhmico é necessário para as medidas elétricas. Em muitas amostras houve um comportamento diferente, pois houve contaminação entre as camadas de materiais durante os processos. A solução encontrada para o problema foi fazer *Etching* de plasma de argônio (Ar) de 5 minutos antes de depositar o contato de ouro nas amostras de nanofios. A Figura 3.10 mostra curvas da tensão em função da corrente (I vs V). A curva (a), obtida de uma amostra na qual não fizemos *Etching* apresenta contato com barreira e a curva (b) obtido de uma amostra em que se fez *Etching*, antes do contato da Etapa 3, o comportamento é de contato ôhmico.

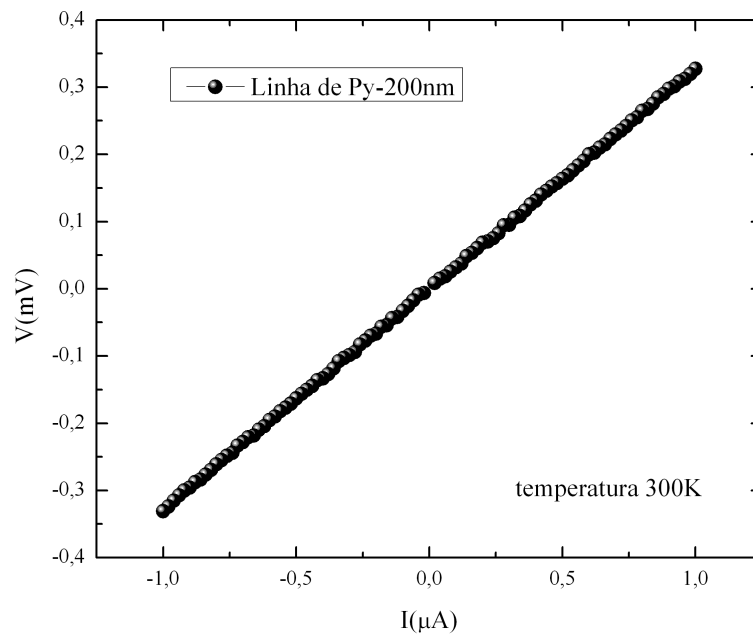
Na figura 3.11 temos a amostra em sua forma final após essas 3 etapas de fabricação.

- Etapa 4- Solda dos Contatos

Para fixar a amostra no porta-amostra que vai para o criostato, utilizamos uma fita dupla face e em seguida fizemos contatos com fios de ouro sobre os pad's de ouro, com auxílio da máquina de solda (*wirebonding*/HYBOND-modelo 572A). Esse aparelho utiliza ultrassom para soldar os fios de ouro. Inicialmente só era possível soldar com o *wirebonding* filmes com espessuras acima de 300 nm, isso dificultou a preparação dos *pad's* pois a espessura do resiste usado era de  $1,4\mu\text{m}$  e quando o filme era muito espesso o *lift-off* não funcionou direito. Quando usávamos uma espessura menor e tentávamos



(a) Curva IxV com barreira



(b) Curva IxV com comportamento Ôhmico

Figura 3.10: A figura (a) mostra a curva IxV de um nanofio que não foi feito etching e a figura (b) a curva IxV de um nanofio em que foi feito etching antes do contato.

soldar o filme era danificado devido ao ultrassom. Os parâmetros de soldagem, intensidade de ultrassom, tempo de ultrassom e força aplicada pela ponta de solda, variam com a espessura e a adesão do filme ao substrato. Fazendo testes verificamos que o problema era que a adesão do filme que não estava boa, devido à limpeza não ser adequada. Após

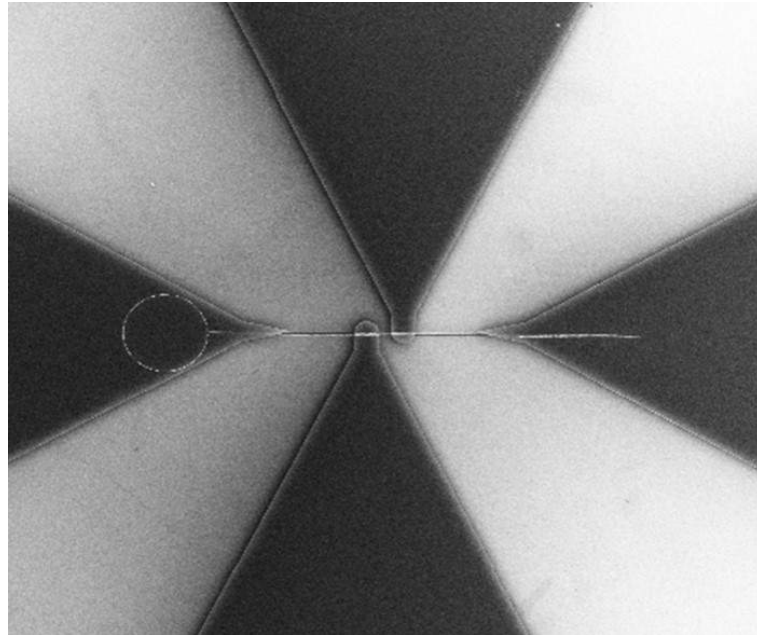


Figura 3.11: Imagem de MEV da amostra finalizada, antes de medirmos magnetorresistência

verificarmos os passos da limpeza e refazê-los, conseguimos soldar com facilidade em filmes de até 100 nm de espessura. Todos os contatos têm 100 nm de espessura (10 nm de Cr e 90 nm de Au).

## 3.2 Técnicas de caracterização.

### 3.2.1 Caracterização Magnética Por técnica de microscopia de emissão de raios X.

Um microscópio de emissão de fotoelétrons (do inglês, PhotoElectron Emission Microscopy-PEEM) coleta fotoelétrons emitidos de uma amostra e os projeta para uma tela de imagem. Genericamente falando, o PEEM é um tipo especial de microscópio eletrônico, que usa fotoelétrons para sondar a superfície da amostra. Muitas semelhanças podem ser encontradas entre o PEEM e outras técnicas de microscopia eletrônica, como o microscópio de varredura eletrônica (MEV), o microscópio de transmissão eletrônica (MET) e a microscopia eletrônica de varredura de emissão de campo (MEV-FEG). A maioria dos instrumentos PEEM comerciais são microscópios de imagem diretos, em oposição aos instrumentos de varredura. A fotoemissão pode ser

---

realizada por uma variedade de fontes, incluindo lâmpadas UV, lasers e emissão de sincrotron. A emissão de fotoelétrons de baixa energia depende sensivelmente da morfologia e composição da superfície da amostra. Além disso, o contraste da superfície pode ser melhorado pela excitação seletiva de energia, polarização de fótons ou excitação multifotônica. Essa versatilidade faz do PEEM uma poderosa ferramenta para sondar as características microscópicas da superfície. Uma fonte de luz incoerente, como uma lâmpada de mercúrio ( $<5$  eV), é freqüentemente usada para obter imagens de maneira rápida e fácil. Fontes de luz mais sofisticadas como a emissão sincrotron sintonizável pode ser usada para mapear a composição elementar microscópica. O PEEM registra os elétrons emitidos da amostra em resposta à absorção de radiação ionizante. Os elétrons são acelerados por um forte campo elétrico entre a amostra e o eletrodo externo da lente objetiva, e a imagem é ampliada centenas ou milhares de vezes por uma série de lentes eletrônicas magnéticas ou eletrostáticas. Um detector sensível a elétrons registra a emissão de elétrons. O primeiro microscópio eletrônico de emissão de fotoelétrons foi construído por Brüche em 1932 usando luz ultravioleta (UV) para fotoelétrons emitidos de um metal. O desenho principal do seu PEEM ainda é usado. Rempfer, E. Bauer, G. Schoenhense e B. Tonner, além de outros, desenvolveram óticas eletrônicas, melhoradas nos anos 80 e 90, que são semelhantes às da ótica dos microscópios eletrônicos de baixa energia (LEEM). Hoje, uma resolução espacial abaixo de 10 nm pode ser rotineiramente obtida usando luz UV e de várias dezenas de nanômetros usando raios-X. Quando os raios X são absorvidos pela matéria, os elétrons são excitados dos níveis centrais para estados desocupados, deixando níveis centrais vazios. Elétrons secundários são gerados pelo decaimento dos buracos. Processos Auger e espalhamento de elétrons inelásticos criam uma cascata de elétrons de baixa energia, alguns dos quais penetram na superfície da amostra, escapam para o vácuo e são coletados pela ótica do PEEM. Um amplo espectro de elétrons é emitido com energias entre a energia da iluminação e a função de trabalho da amostra. Essa ampla distribuição de elétrons é a principal fonte de aberração de imagem no microscópio, pois as lentes eletrônicas são cromáticas. O PEEM é uma técnica sensível à superfície, uma vez que o elétron emitido se originam de uma camada muito rasa, embora os raios X penetrem muito mais profundamente no material.

---

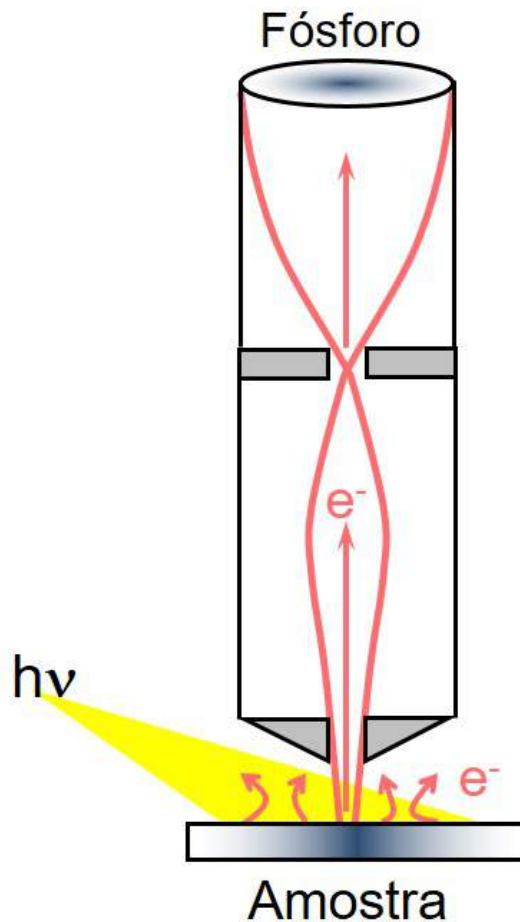


Figura 3.12: Diagrama esquemático de um microscópio de emissão de fotoelétrons.

### **Dicroísmo Circular Magnético de Raios-X (XMCD)**

Como nossas amostras são de materiais magnéticos estamos interessados no contraste magnético do PEEM e assim utilizamos o dicroísmo circular magnético de raios-X (XMCD, do inglês x-ray magnetic circular dichroism) que é um método padrão para estudar filmes finos magnéticos e superfícies. Nos últimos 15 anos, houve um grande progresso após as primeiras medições de espectroscopia XMCD nas importantes bordas L do metal de transição em 1987 por Schütz et al. A primeira geração de imagens de domínios ferromagnéticos foi realizada em 1993 por Stöhr et al e a primeira geração de imagens de domínios antiferromagnéticos foi realizada por Stöhr e Scholl et al.

Na análise de materiais metálicos, o dicroísmo circular magnético de raios-x é a diferença dos espectros de absorção dos raios X sob um campo magnético entre as duas polarizações cir-

culares opostas da luz. A análise da diferença entre o espectro obtido com a polarização circular direita e o obtido com a polarização circular esquerda apresenta dados sobre as propriedades magnéticas do átomo estudadas, tais como o spin ou momento magnético orbital.

No caso de metais de transição, como ferro, cobalto e níquel, o espectro de absorção é geralmente medido na borda L (no momento em que a camada inferior L começa a absorver a radiação). Este é tipicamente o caso do ferro, para a qual um elétron 2p é excitado para um elétron 3d por uma radiação de raios-X de cerca de 700 eV; Como os elétrons 3d originam as propriedades magnéticas desses elementos, o espectro de absorção fornece informações sobre seu magnetismo.

### **3.2.2 Caracterização Magnética Por técnica de microscopia de Lorentz.**

A microscopia eletrônica de transmissão (MET) foi uma das primeiras técnicas a serem utilizadas para se obter imagens de estruturas de domínios magnéticos em materiais magnéticos. Uma das principais motivações para o uso da MET na análise da estrutura do domínio magnético é que muitas propriedades magnéticas aplicáveis são extrínsecas e não intrínsecas aos próprios materiais; em outras palavras, dependem criticamente da microestrutura e composição local do material. Um conhecimento detalhado da microestrutura física e magnética é, portanto, essencial e a relação propriedade-estrutura deve ser entendida e materiais com propriedades otimizadas devem ser produzidos. Alguns dos materiais de interesse são marcadamente não-homogêneos, na escala sub-50nm desempenhando um papel importante ao influenciar o mecanismo de reversão de magnetização. Por exemplo, o tamanho do grão em uma estrutura de válvula de spin é tipicamente da ordem de 10nm, e variações nas propriedades magnéticas entre grãos na camada antiferromagnética podem influenciar bastante a maneira pela qual a reversão da magnetização ocorre em um dispositivo de válvula de spin. Portanto, a atração do MET é dupla: primeiramente, oferece uma resolução espacial muito alta e a capacidade de visualizar a estrutura do domínio magnético local e, segundo, devido ao grande número de interações que ocorrem quando um feixe de elétrons rápidos atinge uma amostra sólida fina, uma visão detalhada das propriedades composicionais, eletrônicas e estruturais pode ser obtida da mesma

---

região da amostra na escala nanométrica. A resolução que é alcançável depende em grande parte das informações desejadas e pode muito bem ser limitada pela própria amostra. Resoluções típicas realizáveis são 0,2nm para imagens estruturais, 0,5–2nm para extração de informações de composição e 2–20nm para informações magnéticas por imagem. Existem vários modos de MET magnética (microscopia de Lorentz) que podem ser utilizados para obter informações sobre a estrutura do domínio magnético, algumas das quais fornecem principalmente informações qualitativas e outras informações mais quantitativas. Neste trabalho falaremos apenas do modo de Fresnel.

### Modo Fresnel

O modo Lorentz de Fresnel ou modo fora de foco é talvez o método de observação mais fácil de se realizar experimentalmente, uma vez que requer apenas uma mudança da lente de corrente para a lente de imagem principal (uma lente de Lorentz ou uma mini lente objetiva). O método é esquematicamente mostrado na figura 3.13 que ilustra uma amostra com três domínios magnéticos separados um do outro por paredes de domínios magnéticos de 180°. O caráter das paredes não é importante neste ponto. Os domínios externos têm sua magnetização apontando para o plano do desenho, e o domínio central tem a magnetização na direção oposta. As mudanças de trajetória do feixe de elétrons (representados pelas linhas tracejadas na figura 3.13) são devidas a interação dos elétrons com os momentos magnéticos dos domínios e são na direção  $y$ .

Uma imagem padrão, obtida selecionando apenas o feixe transmitido com uma abertura suficientemente grande no plano focal traseiro da lente de imagem, não mostra nenhum contraste (além de contraste de difração ou absorção) para uma condição em foco. Em outras palavras, quando o plano do objeto da lente de imagem está localizado na posição da amostra, nenhum contraste magnético é observado. Se a corrente através da lente de imagem for reduzida, a distância focal aumenta (causando uma redução na ampliação lateral da imagem) e o plano do objeto está localizado a uma distância  $\delta f$  abaixo da amostra. Por causa dos pequenos ângulos de deflexão de Lorentz, uma grande desfocagem  $\delta f$  é necessária para obter uma sobreposição entre os elétrons defletidos em ambos os lados da parede do domínio esquerdo na Figura 3.13.

---



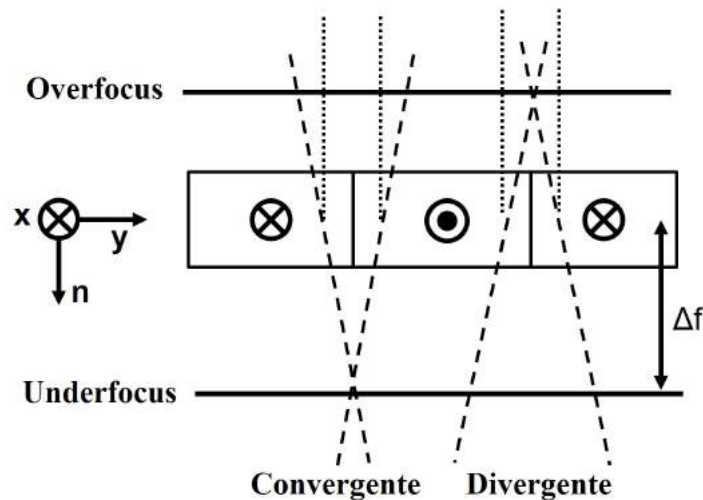


Figura 3.13: Técnica de Lorentz: Diagrama esquemático do caminho do feixe e intensidade de imagem durante o modo de Fresnel.

Na região de sobreposição, um excesso de elétrons será detectado, e isso aparecerá na imagem como uma linha brilhante na posição projetada da parede do domínio. A parede do domínio à direita aparecerá como uma linha escura, uma vez que os elétrons são desviados da posição de parede do domínio. A imagem da parede de domínio brilhante é conhecida como a parede convergente, e a parede escura é a parede divergente.

### Microscopia de Lorentz em Nanodiscos Magnéticos

A ML é baseada na influência da força de Lorentz sobre a trajetória de um elétron num microscópio eletrônico. As amostras são afinadas ou litografadas sobre uma membrana e depois vistas num microscópio eletrônico de transmissão. É importante ter em mente que a técnica de ML resulta numa informação magnética que é uma média sobre toda a trajetória dos elétrons quando eles atravessam a amostra. Após passarem pela amostra os elétrons são detectados usando-se uma tela fluorescente ou uma câmera CCD, gerando uma “imagem” da amostra.

A figura 3.14(a) mostra imagens de NDM's de Permalloy ( $Ni_{81}Fe_{19}$ ) feitas utilizando-se a ML, tais imagens foram obtidas no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF). Para aplicar a ML, os NDM's foram colocados em um filme (de  $Si_3N_4$ ) transparente a elétrons. A figura 3.14(b) mostra uma representação esquemática da membrana com litografia dos discos. As espessuras dos nanodiscos de Permalloy são de 60 nm e a espessura da camada de  $Si_3N_4$  é de

50 nm. As aberturas na parte de baixo do substrato de Si vem de fábrica e são feitas através de ataque químico anisotrópico definindo áreas livres maiores do que  $100 \times 100 \mu\text{m}$ .

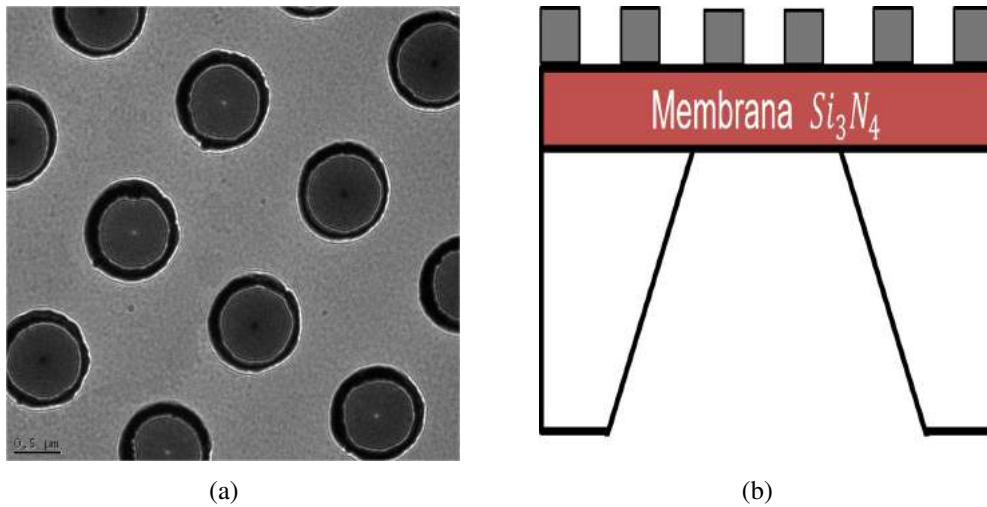


Figura 3.14: (a) Imagem de Microscopia Lorentz de nanodiscos de permalloy de  $1 \mu\text{m}$  de diâmetro feita no CBPF. (b) Esquema de um filme (de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) transparente a elétrons com nanodiscos litografados.

Percebe-se na imagem que os nanodiscos possuem pontos brilhantes e pontos escuros no centro dos mesmos. Esse comportamento é devido o contraste magnético de Fresnel em vórtices magnéticos. A figura 3.15 mostra uma representação esquemática da deflexão sofrida por feixes de elétrons que passam através de um nanodisco magnético que apresenta uma excitação topológica do tipo Vórtice. Seguindo a lógica da imagem de Fresnel, da figura 3.13, descrita acima ao se fazer uma imagem de lorentz de um vórtice magnético a circulação anti-horária da magnetização do vórtice vai gerar uma imagem com um ponto brilhante no centro do disco enquanto os de circulação horária irão gerar imagens com um ponto escuro no centro, como pode ser visto na figura 3.15.

### 3.2.3 Magnetotransporte

Para estudar medidas de transporte elétrico das amostras em função do campo magnético foi utilizado um conjunto de equipamentos:

- i) Um sistema Keithley combinado composto por uma fonte DC e AC 6221 e um nanovoltímetro 2182A.

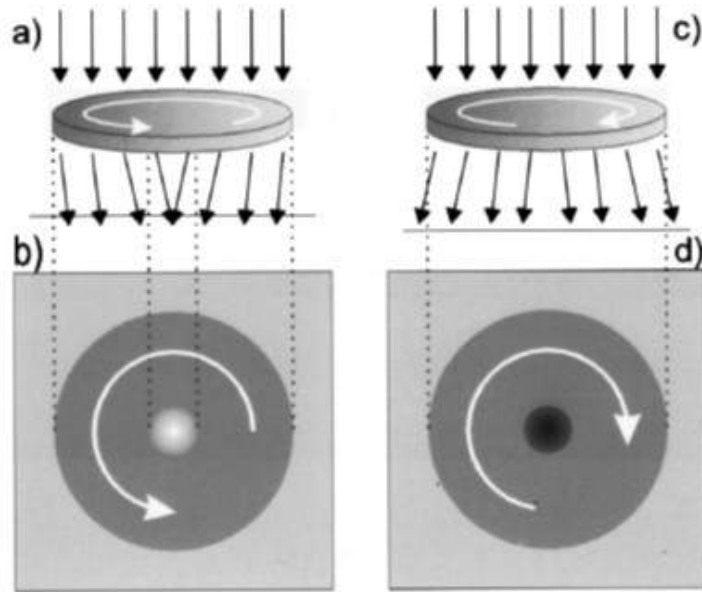


Figura 3.15: Técnica de Lorentz: Diagrama esquemático do caminho do feixe em vórtices magnéticos no modo de Fresnel.

- iii) Um elétron-ímã (GMW modelo 5403). Fornecendo um campo máximo de 10 kOe. Controlado por uma fonte Kepco. Com sonda Hall

O controle de todos os equipamentos via PC foi projetado em Labview. Os projetos no Labview foram feitos em conjunto com o integrante do grupo *Alexandre Medeiros*. Para as medidas de curvas da corrente em função da tensão (I vs V) foi usado um *vi* (KI6220-*vi*-disponibilizado pela Keithley) que controla o sistema Keithley combinado. Para adquirir os dados das medidas de magneto-transporte construímos um *vi*, ver Figura 3.16, que automatiza os multímetros e a fonte de campo. O *vi* que adquire os dados de resistência e plota em função do campo magnético, é programado para utilizar o modo delta do equipamento, em que a voltagem é medida com alternância entre amplitudes de corrente positiva e negativa. Isso permite o cancelamento de voltagens termelétricas constantes devido a corrente de teste alternada. Esse método reduz significativamente o ruído branco, resultando em medidas mais precisas de resistências baixas quando é necessário aplicar uma potência muito baixa. As figura 3.16 também ilustra medidas de resistência de nanofios no modo delta em função do campo magnético externo aplicado ao eixo maior do nanofio.

Um esquema do sistema descrito acima está representado na Figura 3.17. As medidas elé-

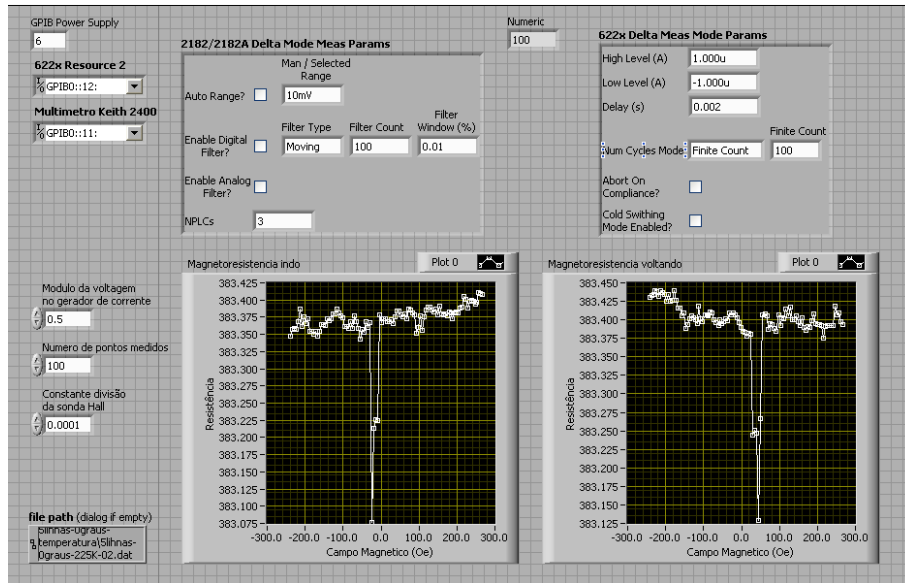


Figura 3.16: Painel do programa feito em Labview para medidas de magneto-transporte .

tricas foram feitas com a configuração 4-pontas onde medimos a variação da resistência elétrica na presença de um campo magnético DC.

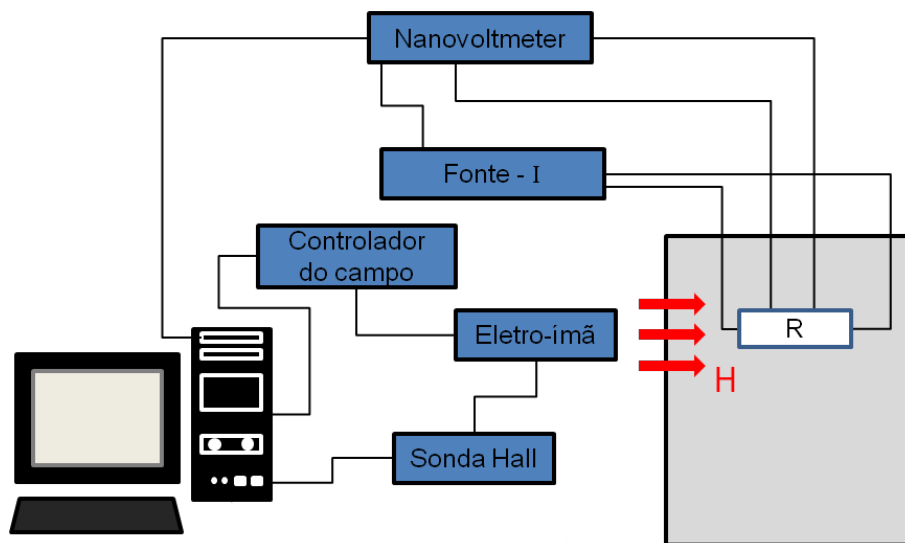


Figura 3.17: Esquema do sistema de medidas de magnetotransporte.

---

## 4. Resultados e Discussão

Neste capítulo são apresentados e discutidos os resultados obtidos primeiramente das medidas de magnetorresistência dos nanofios de permalloy e em seguida os resultados dos nanodiscos de cobalto e permalloy. Descrevemos os resultados obtidos para estruturas de nanodiscos e discutimos a formação de vórtices em nanodiscos de cobalto sob-influência tanto da interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) quanto da anisotropia magnética perpendicular (PMA), considerando a influência da DMI e da PMA em conjunto.

### 4.1 Medidas de transporte de parede de domínio do tipo vórtice em nanofios com defeitos triangulares

Nas próximas seções serão apresentados os principais resultados obtidos nesta tese. Inicialmente investigamos os processos de injeção, fixação e transmissão de paredes de domínio de vórtices em nanofios de Permalloy com defeitos triangulares assimétricos por meio de medidas de magnetorresistência e simulações micromagnéticas. Através de um modelo baseado na magnetorresistência anisotrópica (AMR), como descrito na seção 2.6, e na estrutura de magnetização obtida a partir de simulações, calculamos a magnetorresistência das paredes de domínios de vórtices passando através do defeito. Além do campo de transmissão, como é sabido, também a queda da magnetorresistência depende da circulação da parede do domínio. As medições mostram que a queda de resistência para circulação no sentido horário (CW) é de  $\approx 180 \text{ m}\Omega$  (38%) maior do que para a circulação no sentido anti-horário (CCW). A partir dos cálculos de resistência da parede de vórtice, torna-se claro quais parâmetros de parede de domínio, como a

---

estrutura de parede, a circulação e a largura da parede, desempenham um papel na magnetorresistência. Esses resultados oferecem uma rota adicional para controlar melhor o movimento da parede de vórtice, o que pode ser benéfico para aplicativos.

### 4.1.1 Introdução

O movimento de parede de domínio em nanofios estruturados tem atraído muito interesse devido ao seu potencial em aplicações como as memórias racetrack, portas lógicas e sensores magnéticos [68, 69], assim como em biomedicina [70]. A manipulação de paredes controladas por campo magnético e corrente polarizada de spin é atualmente um desafio importante [71]. Dependendo da estrutura da parede de domínio, transversal ou vórtice, ou da intensidade das forças motrizes, o comportamento da parede pode levar a um processo de inversão de magnetização sem controle [72]. Assim, o controle aprimorado do movimento da parede deve ser adquirido para ter confiabilidade e desempenho efetivo nos dispositivos. Nanofios de  $\text{Fe}_{80}\text{Ni}_{20}$  (Permalloy, Py) com geometria modificada têm sido utilizados para produzir maior controle da propagação de paredes de domínios. Por exemplo, a modulação periódica colocada nas bordas superior e inferior do nanofio leva a uma alta mobilidade e estabilidade da parede. Além disso, ramificações foram usadas para filtrar a circulação do vórtice da parede, permitindo trajetórias seletivas do movimento em si [68]. Outras modificações geométricas dos defeitos também podem melhorar os processos de fixação e transmissão em paredes de domínios transversais e de vórtices, permitindo controle reprodutível da reversão da magnetização. Nesta seção investiga-se os processos de fixação-transmissão mediados pelo movimento de paredes de domínios do tipo vórtices em um único nanofio de Py com defeito triangular assimétrico, através de medidas de magnetorresistência e simulações micromagnéticas. O movimento é impulsionado por um campo magnético aplicado externo. A densidade de corrente elétrica ( $j \approx 10^8 \text{ Am}^{-2}$ ) aplicada nas medições de magnetorresistência é baixa o suficiente para não induzir qualquer efeito de spin torque. Os ângulos de entrada e de saída do defeito,  $45^\circ$ - $15^\circ$ , respectivamente, foram escolhidos para fornecer uma menor coercividade [21]. A fonte de magnetorresistência é a magnetorresistência anisotrópica (AMR). Através das simulações micromagnéticas, e levando em

---

conta a contribuição da magnetorresistência de cada célula, calculamos o campo de transmissão e a amplitude da AMR. Ambos são dependentes da circulação da parede de vórtice, como já é bem conhecido da literatura [68]. No entanto, a boa relação sinal-ruído de nossas medições e a boa correspondência entre experimentos e simulações nos permitiu sondar em detalhes os processos de fixação de transmissão e mostrar como a resistência depende da estrutura da parede de vórtice quando esta passa através do defeitos. Não se observou dependência da resistência elétrica com a polaridade do núcleo nas simulações.

Os nanofios de  $Pt$  foram fabricados por litografia de feixe de elétrons e processo de lift-off. Os filmes de  $Pt$  foram depositados por pulverização catódica em  $Si/SiO_2$ . Os fios têm 435nm de largura, 30nm de espessura e  $100\mu m$  de comprimento (veja a figura 4.1). Em uma das extremidades, à esquerda, há um pad circular de  $20\mu m$  de diâmetro, enquanto a outra extremidade tem uma forma afilada (Ver capítulo 3 figura 3.11). Desde que um pequeno campo magnético nucleia uma parede de domínio no pad, esta geometria permite a nucleação de paredes de domínio sempre no lado esquerdo, independentemente do sentido do campo magnético. Aumentando o campo magnético, atingindo um determinado limite, o qual denominasse campo de injeção (25Oe), a parede de domínio entra no nanofio, move-se e depois de passar pelo defeito é aniquilada no lado direito, na extremidade afilada. Uma vez que entra no nanofio, a parede se torna uma parede de vórtice devido à dimensão da seção transversal do fio, que favorece essa configuração de vórtice [73]. Todas as medições foram realizadas na configuração tail-to-tail (ponta-a-ponta).

Como mencionado, no meio do nanofio um defeito triangular assimétrico é colocado para fixar a parede. A assimetria do defeito é definida por ângulos de  $45^\circ$  e  $15^\circ$ , são as inclinações de cada lado do defeito (ver inserção da figura 4.1), sendo esta assimetria escolhida por ter a menor coersividade [21]. Quatro contatos de  $Ti(4nm)/Au(200nm)$  foram depositadas para as medições de magneto transporte. Estes foram realizados utilizando uma fonte de correntes e um nanovoltímetro, modelo Keithley 6221 e 2182A, respectivamente, no modo de aquisição delta. Correntes de poucos  $\mu A$  foram aplicadas. Os contatos de tensão colocados mais próximos do defeito fornecem uma melhor relação sinal-ruído necessária para distinguir a dinâmica da

---

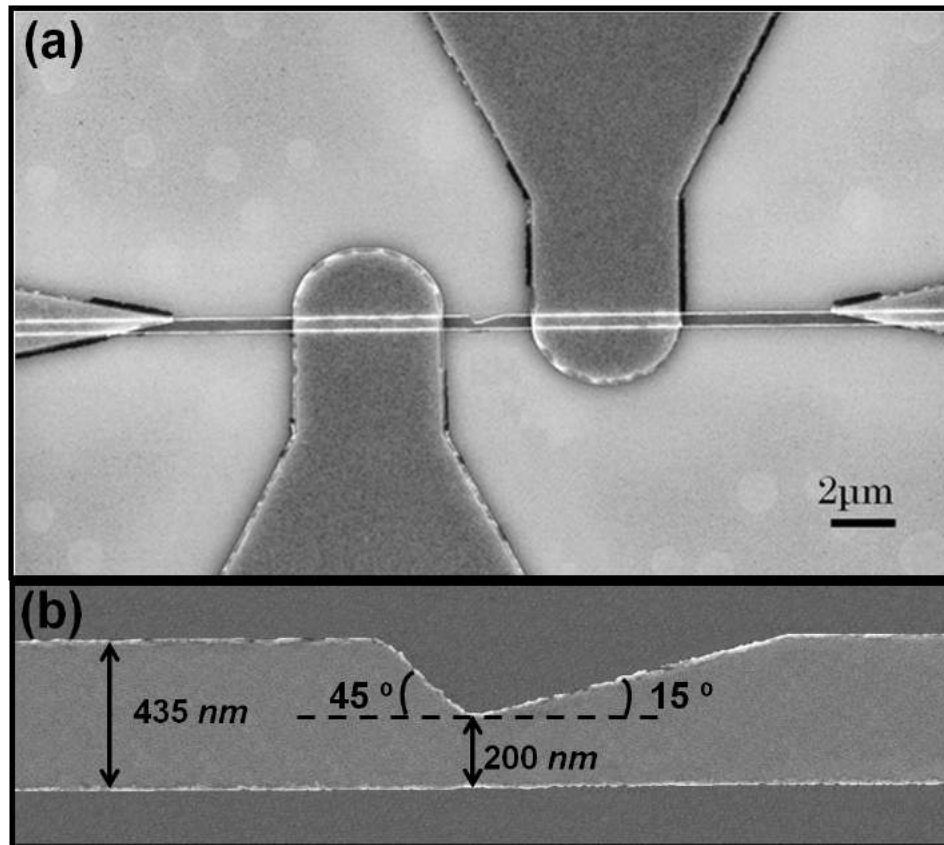


Figura 4.1: Nanofio de Permalloy com um defeitos de fixação assimétrico e contatos elétricos para medições de magneto transporte. (b) O defeitos com a sua forma triangular assimétrica com  $45^\circ$  and  $15^\circ$ .

parede de domínio.

#### 4.1.2 Simulações micromagnéticas nos nanofios

Para melhor compreender a dinâmica da parede de vórtice, que envolve a estrutura detalhada da parede de domínio e sua interação com o defeito, foram realizadas simulações micromagnéticas. As simulações micromagnéticas são baseadas na solução da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert usando o Mumax<sup>3</sup> code [5]. Os parâmetros usados para *Py* foram a constante de troca  $A = 13 \times 10^{-12}$  J/m, a magnetização de saturação  $M_s = 860 \times 10^3$  A/m, a constante de damping  $\alpha = 0,5$  enquanto a anisotropia magnetocristalina foi desprezada. O defeito é posicionado no meio do nanofio e tem a mesma geometria e dimensão das amostras reais. As dimensões do nanofio usadas nas simulações são de  $10 \mu m \times 435 nm \times 30 nm$ . O campo magnético é aplicado paralelamente ao nanofio. Para cada campo, a estrutura do domínio é calculada até que o parâ-



metro de convergência  $m \times h = 10^{-4}$  seja atingido. Seguindo o protocolo experimental, uma parede de vórtice sob a ação de um campo magnético se move em direção ao defeito, e após o processo de injeção da parede, ela permanece fixada no defeito até o campo atingir o campo de transmissão. Ao longo dos processos de fixação-transmissão obtivemos as estruturas da parede de vórtice para configurações de CCW e CW passando pelo defeito e calculamos a respectiva resistência elétrica. Como a densidade de corrente é baixa ( $j = 3,8 \times 10^8 \text{A/m}^2$ ) nenhum efeito de spin-torque deve ser esperado mesmo se a largura do fio, e então a seção transversal, for reduzida por um fator 2 ao longo do defeito [74]. Assim, para simplificar, consideramos a corrente elétrica como uniforme. Levando em consideração as dimensões da célula, a resistência de cada célula  $i$  é dada pela expressão usual de AMR,

$$\rho_i(H) = \rho_{i\perp} + \Delta\rho_i \cdot \cos^2\theta_i, \quad (4.1)$$

onde  $\Delta\rho_i = \rho_{i\parallel} - \rho_{i\perp}$ ,  $\rho_{i\perp}$  são a resistividade com o campo magnético aplicado perpendicularmente e paralelo à corrente elétrica, respectivamente, e  $\theta_i$  é o ângulo entre a magnetização da célula e a corrente elétrica. Como a corrente é considerada uniforme e com baixa amplitude, a resistência total é então calculada somando igualmente a contribuição de todas as células, levando-se em conta o valor da resistência experimental do nanofio e sua seção transversal. Na verdade, basta somar  $\cos^2\theta_i$  sobre todas as células. O uso do AMR para calcular a magnetorresistência é justificado pelo fato de que o comprimento de onda do Fermi é muito menor do que a largura da parede de domínio para os dois canais de spin, o que significa que o transporte eletrônico é difusivo. Não há efeito de memória entre os espalhamentos de elétrons, e o espalhamento é governado pelo acoplamento spin-órbita. Outros modelos que consideram uma corrente não uniforme, e também baseados na AMR, podem ser encontrados em outros trabalhos [75].

### 4.1.3 Resultados experimentais e de simulação

A figura 4.2(a) mostra algumas das medidas de magnetorresistência que fizemos. Apenas duas curvas diferentes foram obtidas mesmo após várias execuções. A resistência dos nanofios era tipicamente em torno de  $380\Omega$ . A queda de AMR introduzida pelos processos de fixação e trans-

missão da parede de domínio foi detectada com valores de  $296\text{m}\Omega$  (linha tracejada) e  $475\text{m}\Omega$  (linha contínua), aproximadamente. A figura 4.2(b) mostra também a magnetorresistência calculada por meio de simulações micromagnéticas levando em consideração as circulações CW e CCW. O que indica que a circulação CW (linha contínua) tem uma queda de AMR maior em comparação com a CCW (linha tracejada). As letras A, B, C, D, E, indicam a magnetorresistência quando a parede de domínio ocupa diferentes posições ao longo do defeito, resultantes de um campo magnético crescente, como pode ser visto na figura 4.2(b) acompanhando as figuras 4.9 e 4.3. O processo de transmissão começa em B, continua até D, e termina em E. Isso ocorre independentemente da circulação da parede. Além disso, percebe-se que para a circulação CCW a transmissão ocorre em um campo magnético menor do que para CW. Não foi encontrada dependência da magnetorresistência com a polaridade do núcleo do vórtice.

Como é usualmente observado em simulações micromagnéticas, os campos de transmissão calculados são maiores que os obtidos por experimentos. As simulações micromagnéticas são feitas sem incluir a temperatura e isso dá origem a esse comportamento. Mesmo assim, as simulações permitem acessar o essencial da dinâmica da parede de domínio magnético quando os vórtices interagem com o defeito assimétrico sem nenhuma perda. Voltando à Figura 4.2(a), pode-se agora entender em detalhes adicionais a magnetorresistência medida. Em primeiro lugar, a linha contínua corresponde à circulação CW, que exibe maior queda de AMR e maior campo de transmissão em comparação com a circulação CCW. Esta variação da AMR é, em média,  $0,18\ \Omega$ , representando  $\approx 38\%$ . Para aplicações, a alta AMR e a grande variação de AMR para as duas circulações, que podem ser vistas como dois estados, fornecem melhorias para sensores magnéticos e dispositivos lógicos, que além da compreensão física, são tecnologicamente importantes. A interpretação dos processos de injeção e transmissão da parede depende da sua estrutura e da assimetria do defeito. Uma vez que a circulação tem diferentes sentidos de rotação dos momentos magnéticos, o defeito fornece uma intensidade, ao fixar a parede, diferente para os vórtices CW e CCW. Vale ressaltar a boa concordância entre a magnetorresistência obtida nas simulações e nas medidas experimentais.

---

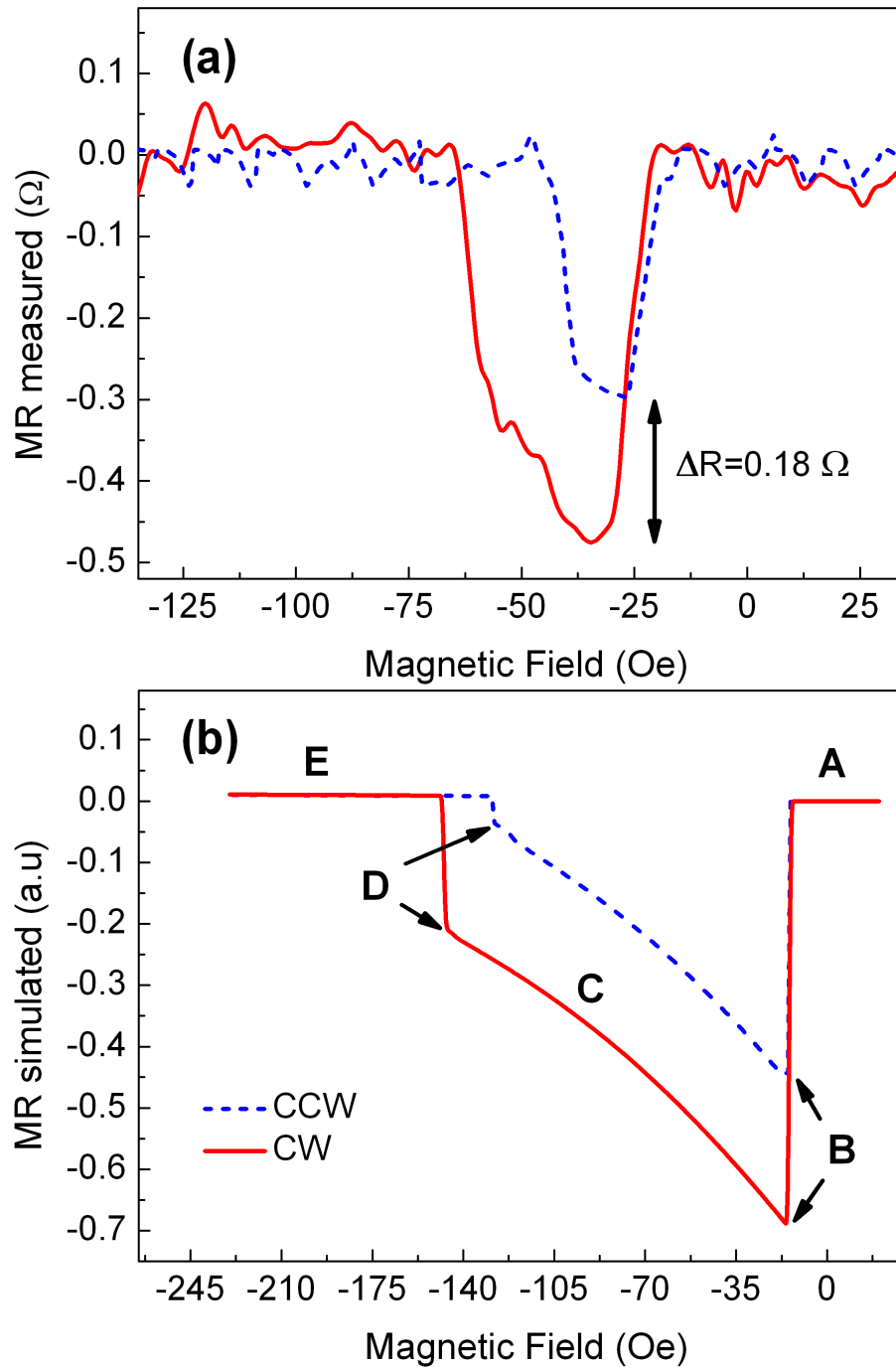


Figura 4.2: (a) Magnetorresistência obtida experimentalmente (b) e calculada a partir de simulações micromagnéticas para um único nanofio de  $\text{Fe}_{80}\text{Ni}_{20}$  com um defeito assimétrico (ver o defeito na Figura 4.1). As linhas tracejadas e contínuas correspondem às circulações CCW e CW da parede do domínio do tipo vórtice, respectivamente. As letras representam as posições da parede do vórtice que se movem ao longo do defeito, veja o texto.

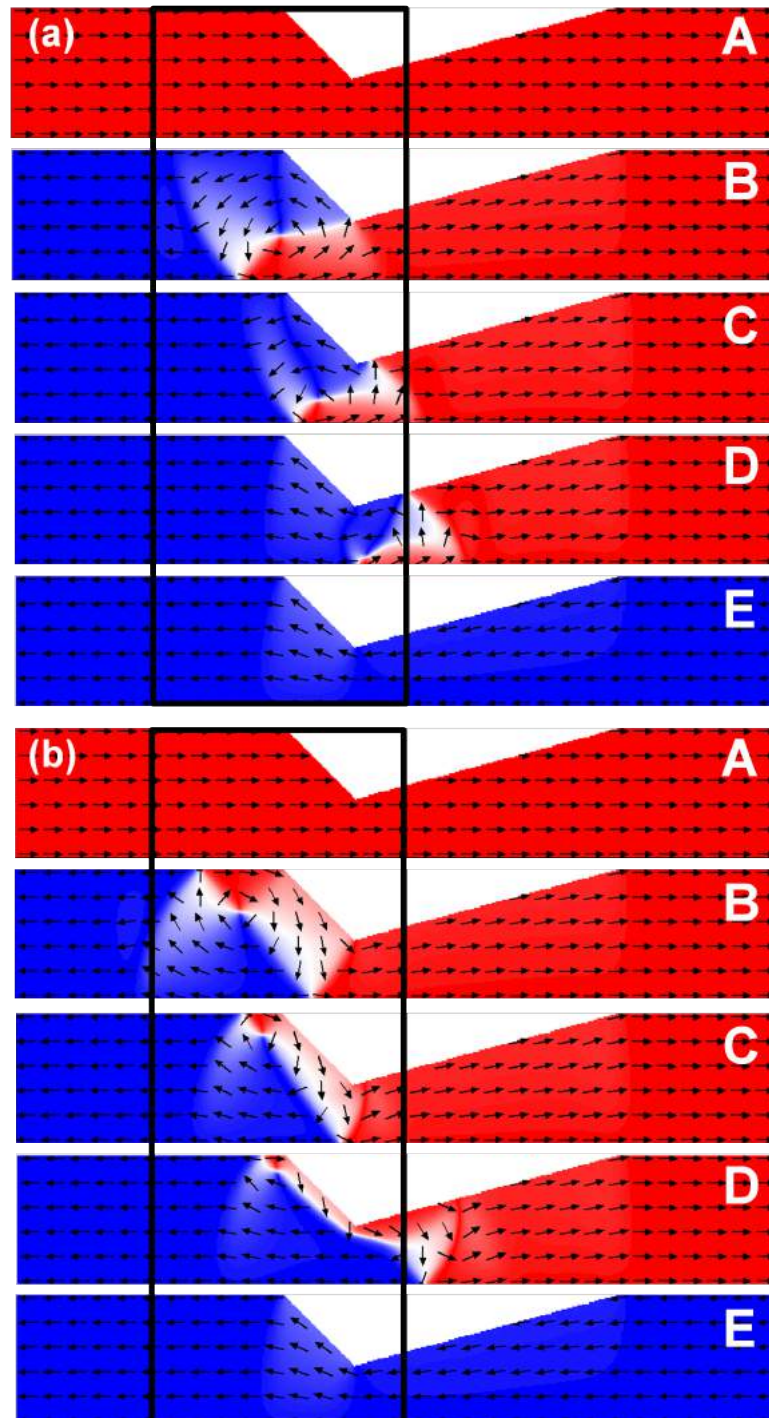


Figura 4.3: Estrutura de parede de vórtice simulada para circulações de parede de domínio CCW (a) e CW (b) em função do campo magnético aplicado (de A até E) na configuração tail-to-tail (direção dos domínios de magnetização após a parede ser injetada apontam para as pontas do nanofio).

#### 4.1.4 Discussão

Como colocado pela Eq.4.5, a magnetorresistência de um nanofio é dada em termos do ângulo entre a magnetização e a direção da corrente, que flui ao longo do eixo longo do nanofio. Se um campo magnético alto é aplicado na direção do eixo desse nanofio, isso leva à saturação da magnetização. Nesta configuração, a resistência é mais alta, e é dada por [20],

$$R_{wire} = \frac{\rho_{\parallel} L}{wt}, \quad (4.2)$$

onde  $\rho_{\parallel}$  é a resistividade do nanofio com a magnetização paralela ao eixo do fio, e L, t e w são o comprimento, espessura e largura do nanofio. Para um nanofio exibindo uma parede de domínio, a mudança de resistência na injeção, fixação e transmissão dessa parede é dada por [20],

$$R_{DW} - R_{wire} = -\frac{\delta\rho_{res}\Delta}{wt}, \quad (4.3)$$

Onde  $\delta\rho_{res}=\rho_{\parallel}-\rho_{\perp}$ , é a variação na resistividade com a magnetização paralela e perpendicular à corrente elétrica, e  $\Delta$  é a largura da parede de domínio. Como pode ser visto, a presença da parede altera a resistência dos nanofios, o sinal no lado direito da Eq. 4.5 leva a uma queda na resistência. A Eq.4.3 também revela que a variação na resistência é proporcional à largura da parede e ao desequilíbrio entre  $\rho_{\parallel}$  e  $\rho_{\perp}$  dentro da parede de domínio. A figura 4.3 mostra instantâneos da parede de vórtice presa pelo potencial de fixação fornecido pelo defeito para as circulações CCW e CW. Para eles, os processos de fixação e transmissão da parede serão diferentes, porque cada circulação tem um potencial diferente. Isso está relacionado à posição de fixação da parede no defeito, o que leva a diferentes sinais de AMR. Aumentando ainda mais o campo magnético, a circulação da CCW é levada à borda inferior do nanofio, como é mostrado na figura 4.3(a). Aproveitando as janelas de simulação, que simula as áreas entre os pads de tensão (veja a área retangular nos instantâneos) no processo de impressão, a largura da parede CCW é gradualmente reduzida enquanto o oposto foi observado para as paredes CW. Paredes CW são conduzidas para a borda superior do nanofio. Nos processos de fixação-transmissão,

a largura da parede CW aumenta, como é mostrado no instantâneo D da Figura 4.3(b). Isso explica a diferença na amplitude da AMR entre as circulações CW e CCW. À medida que a parede CW se expande, sua contribuição para a resistência AMR aumenta em comparação com a parede CCW.

É interessante notar que a assimetria do defeito também desempenha um papel no comportamento da curva da AMR. No lado direito do defeito, a parede CW tem um espaço maior para se expandir, levando a uma largura da parede maior e contribuindo para o aumento da amplitude do sinal de AMR. Além disso, uma vez que o vórtice é esticado ao longo do defeito em seu lado direito, devido à sua assimetria (veja o instantâneo D da Fig. 4.3), o componente transversal de magnetização ao eixo do nanofio, região de cor branca nas figuras 4.9 e 4.3, fica evidente. Este componente é perpendicular ao fluxo de corrente elétrica, levando a uma contribuição maior para  $\rho_{\perp}$  que  $\rho_{\parallel}$ . Portanto, aumentar a largura da parede  $\Delta$  e aumentar o componente transversal magnético total dentro da parede nos processos de fixação e transmissão fornece uma maior amplitude de AMR, o que seria útil para os sensores magnetorresistivos.

## 4.2 Propriedades magnéticas de discos de Pt/Co/Al com anisotropia fora do plano e interação de Dzyaloshinskii-Moriya

### 4.2.1 Introdução

Como mencionado na seção 2.3.11, o estado de vórtice magnético, normalmente observado em discos com diâmetros na escala de micrometros, é caracterizado por um componente magnética no plano que se enrola nas direções horária (CW) e anti-horária (CCW) e definem a circulação do estado do vórtice. No centro do disco, para minimizar a energia de troca, a magnetização gira para fora do plano, dando origem ao núcleo do vórtice. A orientação da magnetização do núcleo do vórtice define a polaridade, que pode ser para cima ou para baixo. Tanto a circulação quanto a polaridade permitem quatro estados de vórtices magnéticos estáveis que podem ser importantes para diferentes aplicações incluindo elementos de lógica magnética, dispositivos de data de gravação/leitura. Esses quatro estados de vórtices são degenerados, o que significa

---

que a formação do vórtice magnético ocorre com igual probabilidade do ponto de vista energético. Sabemos que metais pesados como Platina (Pt) exibem grande acoplamento spin-órbita, e quando em contato com finas camadas magnéticas surgem novos efeitos na interface. Uma delas é a interação interfacial Dzyaloshinskii-Moriya (DMI- ver seção 2.2) que, embora seja menor em magnitude que a energia de troca é o suficiente para modificar localmente a magnetização. Por exemplo, como vimos na seção 2.4 ao manipular a amplitude do DMI, o estado do vórtice pode ser modificado. Os skyrmions magnéticos e as paredes dos domínios “quirais” observados em discos e nanofios podem ser estabilizados pela DMI.

Tais efeitos interfaciais podem ser particularmente interessantes em filmes finos com anisotropias magnéticas perpendiculares para modificar o estado de vórtice. Foi demonstrado que o diâmetro do núcleo do vórtice pode ser adaptado através da manipulação da anisotropia magnética perpendicular (PMA) em multicamadas de Cobalto/Platina [76]. Isso leva à mudança do estado do vórtice ser modificado aos poucos até se formar um monodomínio perpendicular. É, portanto, crítico entender o impacto do PMA na formação do estado de vórtice magnético em conjunto com a DMI. Neste trabalho, mostramos experimentalmente a quebra de simetria da formação de estados de vórtices magnéticos em discos de Cobalto/Platina/Alumínio. Usando medidas de microscopia de emissão de fotoelétrons com dicroísmo circular magnético de raios-X (XMCD-PEEM olhar seção 3.2.1) vamos mostrar a seletividade da circulação do vórtice. Por meio de simulações micromagnéticas, verificamos que a quebra de simetria surge das contribuições do DMI e do PMA em conjunto. A quebra da degenerescência energética na formação do estado de vórtice depende do sinal do DMI e da intensidade da PMA, levando a uma circulação de vórtice preferencial. Além disso, tanto o PMA quanto o DMI podem ser combinados para modificar o estado do vórtice em diferentes configurações.

## 4.2.2 Experimental

Foram fabricados redes de discos através de litografia por feixe de elétrons e processo de Lift-off como mostrado na seção 3.1 nas técnicas de preparação. Filmes finos de Pt(6nm)/Co(3nm)/Al(4nm) foram depositadas sobre Si(100)/SiO<sub>2</sub> por meio de pulverização catódica. Os discos possuem

---

$1\mu\text{m}$  de diâmetro. Para evitar a interação dipolar, os discos são colocados afastados de  $3\mu\text{m}$  de distância entre seus centros. Propriedades magnéticas de discos e filmes contínuos foram obtidas por magnetometria SQUID (dispositivo de interferência quântica supercondutor) e efeito Hall anômalo. Aplicando um campo de saturação no plano e fora do plano, obteve-se a anisotropia magnética. A constante de anisotropia magnética  $K_z$  e a magnetização de saturação  $M_s$  são  $5,8 \times 10^5 \text{ J/m}^3$  e  $1100 \times 10^3 \text{ A/m}$ , respectivamente como vistos na figura 4.4.

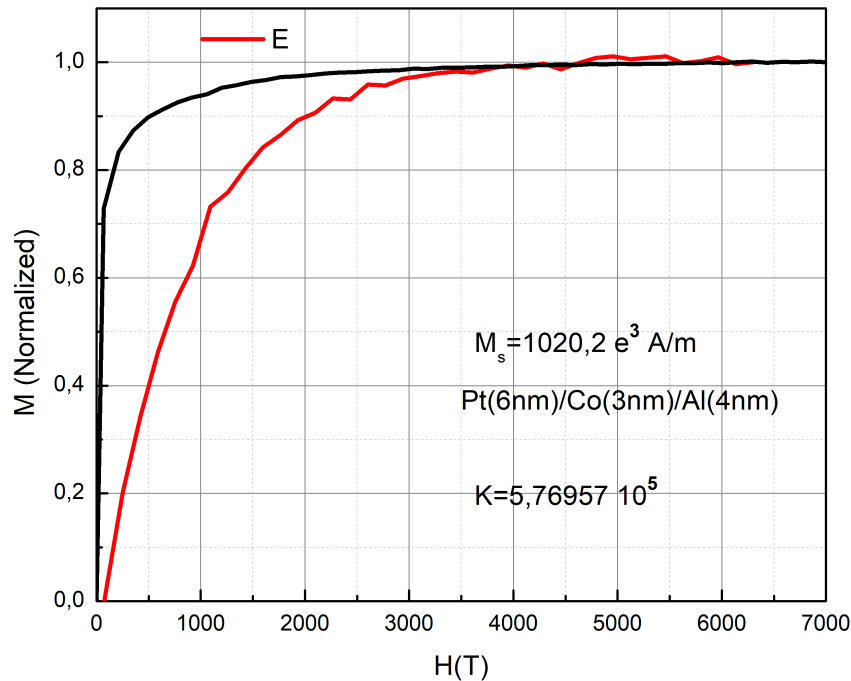


Figura 4.4: Curva de magnetização de uma tri-camada Pt(6nm)/Co(3nm)/Al(4nm) com suas respectivas constante de anisotropia magnética  $K_z$  e a magnetização de saturação  $M_s$ .

Essas amostras em filmes foram crescidas com o intuito de conseguir controlar a anisotropia para obter uma fraca anisotropia magnética perpendicular (PMA) para fabricar nanodiscos com vórtices magnéticos com DMI e PMA e seguem a teoria exposta nas subseções 2.1.5 e 2.1.6.

Como já vimos os estados de vórtices são degenerados e portanto ao fabricar os nanodiscos não há informação prévia sobre a circulação dos vórtices dos discos. Para entender melhor o estado magnético dos discos foram feitas imagens da estrutura magnética através de um XMCD-PEEM (seção 3.2.1). As medidas no PEEM foram realizadas no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron. O contraste magnético foi obtido com energia de absorção na borda  $L_3$  do Cobalto, a campo magnético nulo, subtraindo duas imagens gravadas com polarização de luz circular-



mente à esquerda e à direita, alternadamente. Como ângulo de incidência do feixe de raios-x é de  $16^\circ$ , em relação ao plano da amostra, o contraste magnético está relacionado, principalmente, à magnetização no plano, permitindo sondar a circulação do vórtice magnético. A figura 4.5 mostra uma rede de nanodisco de permalloy ( $Fe_{80}Ni_{20}$ ) que medimos com o PEEM. O contraste escuro/claro refere-se a componentes no plano de magnetização paralela/antiparalela relacionados à direção do feixe e mostra com clareza a natureza aleatória das circulações dos estados de vórtices magnéticos em nanodiscos. Para obter uma imagem de contraste magnético no PEEM é necessário fazer uma média de 1000 imagens, sendo 500 para cada polarização da Luz incidente para realizar o XMCD.

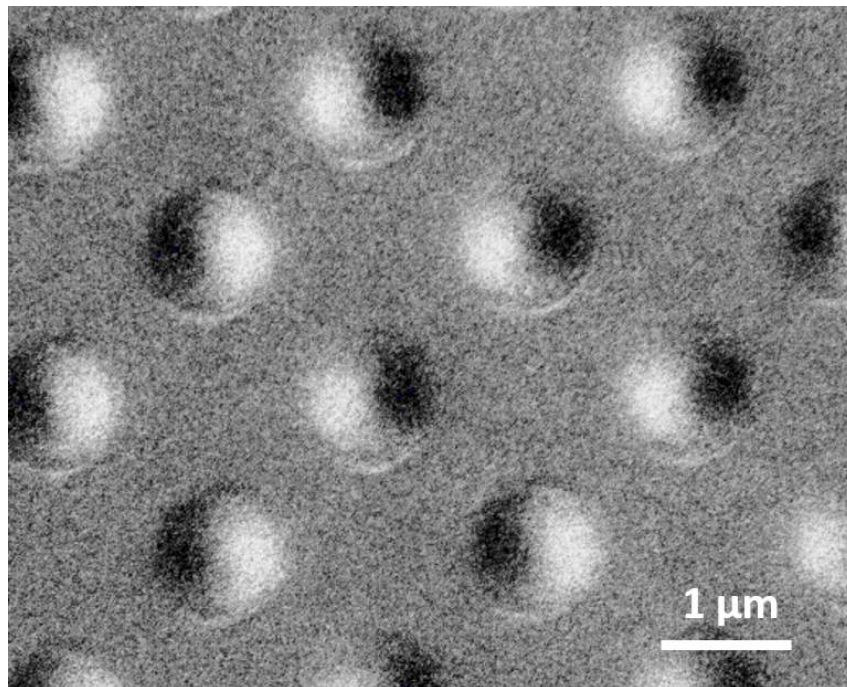


Figura 4.5: Imagem de XMCD-PEEM de uma rede de discos de permalloy  $Fe_{80}Ni_{20}$ . A mostra um conjunto de discos exibindo o estado de vórtice com circulações CW e CCW aleatórias.

Os nanodiscos de permalloy foram fabricados para medidas de PEEM comparativas as medidas nos nanodiscos de Pt(6nm)/Co(3nm)/Al(4nm). A figura 4.6, como pode ser visto, todo o conjunto de discos possui o mesmo padrão de contraste magnético. É importante notar que a circulação do vórtice, em condições normais, deve ser distribuída aleatoriamente em CCW e CW. Por uma questão de comparação, a imagem PEEM para uma rede de discos de  $Fe_{80}Ni_{20}$  foi obtida na mesma configuração e tem estrutura de vórtices com circulações CW e CCW em

número igual, aproximadamente. No entanto, para discos de Pt(6nm)/Co(3nm)/Al(4nm), a seletividade da circulação é evidente, indicando que os efeitos que ocorrem nas interfaces podem de fato induzir a circulação do vórtice.

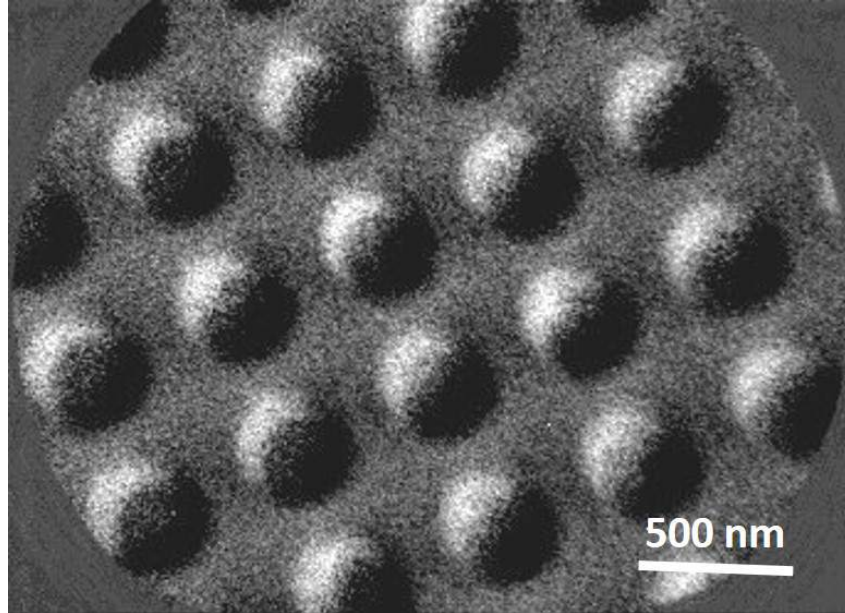


Figura 4.6: Imagem de XMCD-PEEM de uma rede de discos de *Pt/Co/Al*. A primeira imagem mostra um conjunto de discos exibindo o estado de vórtice com mesma circulação.

### 4.2.3 Simulações Micromagnéticas e Discussões

Para investigar em mais detalhes o papel desempenhado pelos efeitos interfaciais do DMI e do PMA na formação do vórtice magnético e, conseqüentemente na seletividade da circulação, foram realizadas simulações micromagnéticas. As simulações são baseadas na solução da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert usando o código *Mumax3* [5]. Os parâmetros usados para simular o disco de Cobalto foram a constante de troca  $J = 30 \times 10^{-12}$  J/m, a magnetização de saturação  $M_s = 1100 \times 10^3$  A/m, e o amortecimento de Gilbert  $\alpha=0,5$ . O diâmetro do disco nas simulações é de  $1\mu\text{m}$ . Calculamos a energia total para a formação do estado de vórtice considerando o critério de convergência  $m \times h=10^{-4}$ . O código *Mumax3* já contém embutido a DMI, que é dado pela constante  $D$ . O hamiltoniano, incluindo o termo considerado para a interação de Dzyaloshinskii-Moryia, é dado de acordo com a subseção 2.1.1, por

$$E = -J \sum \vec{m}_i \cdot \vec{m}_j - \mu_0 \vec{H} \cdot \sum \vec{m}_i \quad (4.4)$$

$$- \frac{1}{2} \mu_0 \sum \vec{m}_i \cdot \vec{H}_d + K_Z \sum m_z^2 + D \sum_{i \neq j} \vec{r}_{ij} \cdot (\vec{m}_i \times \vec{m}_j)$$

onde  $\vec{m}_i$  é o momento magnético no local  $i$ ,  $H$  é o campo magnético aplicado,  $H$  o campo dipolar,  $K_Z$  é a anisotropia magnética perpendicular e  $r_{ij}$  é a distância entre dois momentos  $i$  e  $j$ . Esta equação inclui as interações troca, Zeeman, dipolar e Dzyaloshinskii-Moryia. A DMI atua na superfície e interage como um campo efetivo, que é escrito como [25]

$$\vec{H}_{DM} = -\frac{2D}{\mu_0 M_s} (\nabla \times \vec{m}). \quad (4.5)$$

Escolhendo a intensidade e o sinal DMI corretos através da constante  $D$  e da anisotropia magnética perpendicular  $K_Z$ , podemos obter o estado fundamental do vórtice minimizando a energia, partindo de um estado de magnetização de alta energia com os momentos aleatórios, como mostrados na figura 4.7.

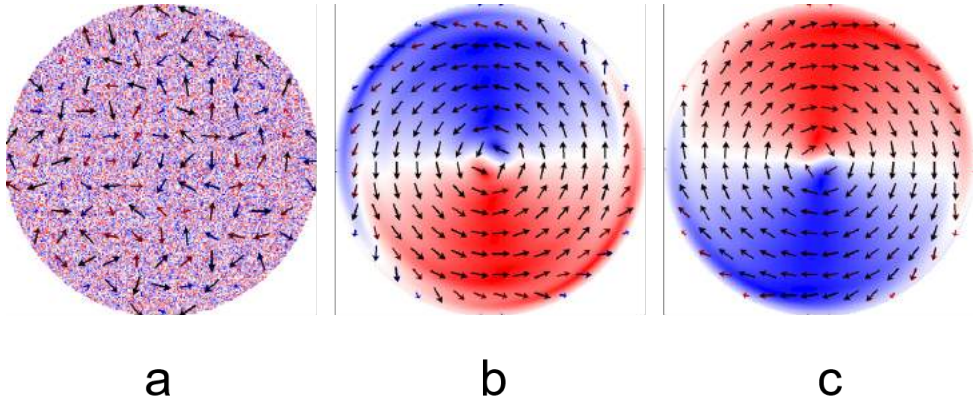


Figura 4.7: Simulação da minimização de um estado magnético aleatório para um estado de vórtice. A figura (a) possui momentos magnéticos aleatórios. A figura (b) possui estado de vórtice com circulação CCW e a figura (c) estado de vórtice com circulação CW

Nossa base são as seções 2.1.5, 2.1.6 e 2.4 que são a PMA e a DMI que unimos num sistema cujo estado fundamental é o estado de vórtice. Para entender como essas duas interações influenciam ao mesmo tempo o vórtice adicionamos os parâmetros  $D$  e  $K_Z$  na simulação e

calculamos a energia total  $E(K_Z)$  em função da PMA  $K_Z$  para valores fixos de  $D$ . Tais simulações foram realizadas em campo magnético nulo. A figura 4.8(a) mostra a energia total calculada para as circulações CCW e CW em função de  $K$  para valores de  $D$  iguais a  $0\text{mJ}/\text{m}^2$  e  $1\text{mJ}/\text{m}^2$ . Para cada valor de  $D$  foi calculada a curva  $E(K_Z)$  para ambas as circulações. Resultou que para  $D = 0\text{mJ}/\text{m}^2$ , não temos diferenças na curva  $E(K_Z)$  e portanto a energia para estabilizar um estado de vórtice, apenas com PMA presente, é degenerada nas três regiões da figura 4.8(a). No entanto, definindo a um valor para a interação DMI, por  $D=1\text{mJ}/\text{m}^2$ , um novo comportamento surge. Acima de um certo valor de  $K_c$  ( $6.25 \times 10^5\text{J}/\text{m}^3$ ), que chamaremos de anisotropia crítica, a curva de energia se divide em duas, e a energia que corresponde a formação da circulação CW se torna maior que a da CCW. Dessa forma, a degenerescência de energia dos estados de vórtice com circulação CW e CCW é quebrada.

Olhando para a Figura 4.8(a) com mais detalhes percebe-se que o estado do vórtice muda acima de  $K_c$  e percebemos que esse sistema com o valor de  $D$  não nulo e positivo tem preferência por vórtices na configuração CCW dentro da região II. Na figura 4.8(b) temos imagens instantâneas para as diferentes regiões marcadas na curva  $E(K_Z)$  e vemos a diferença nos estados nas regiões. Na região III (valores acima de  $K_Z = 6,95 \times 10^5\text{J}/\text{m}^3$ ) a estrutura de vórtice desaparece, e uma estrutura de múltiplos domínios como domínios helicoidais ou circulares surgem (ver Fig.4.8(b), sendo possível equilibrar as energias e estabilizar skyrmions).

Vejam o que acontece mantendo a constante de anisotropia  $K_Z$  em um valor intermediário da região II (escolhemos  $K_Z = 6,5 \times 10^5\text{J}/\text{m}^3$ ) e vamos refazer a simulação para obter a curva da energia total  $E(D)$  em função da constante  $D$  da DMI. Como podemos ver na figura 4.9 a energia tem uma dependência quase parabólica com a constante  $D$ . O cálculo foi simulado para ambas as configurações CCW (curva tracejada) e CW (curva contínua) e a medida que o valor de  $D$  cresce em módulo a diferença de caminho entre as curvas de energias também cresce. Esse resultado nos diz que para a circulação do vórtice depende do sinal de  $D$ . Se  $D$  é positivo, a energia que segue a curva de menor energia da preferência a circulação CCW e e para  $D$  negativo é o oposto, a circulação preferencial é CW.

As simulações mostram que a quebra de simetria da formação do estado da circulação do

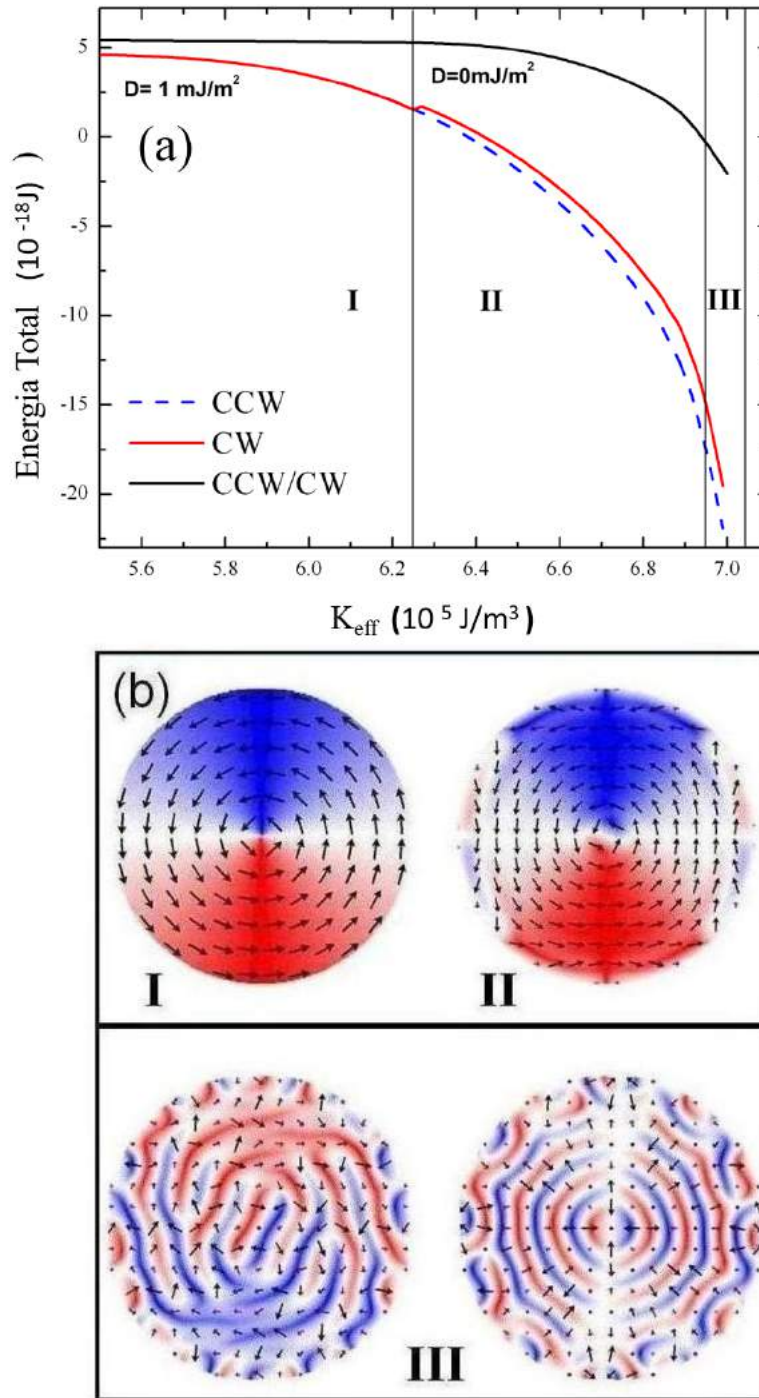


Figura 4.8: Energia total do estado do vórtice na presença da interação DMI ( $D$ ) em função da constante de anisotropia perpendicular ( $K_z$ ) (a). Configuração magnética para as três regiões I, II e III (b).

vórtice magnético é fornecida não apenas pela interação DMI, mas também pela anisotropia magnética perpendicular (PMA). Ambos desempenham um papel importante para estabilizar a circulação do vórtice magnético em discos magnéticos em CW ou CCW. Portanto a explicação

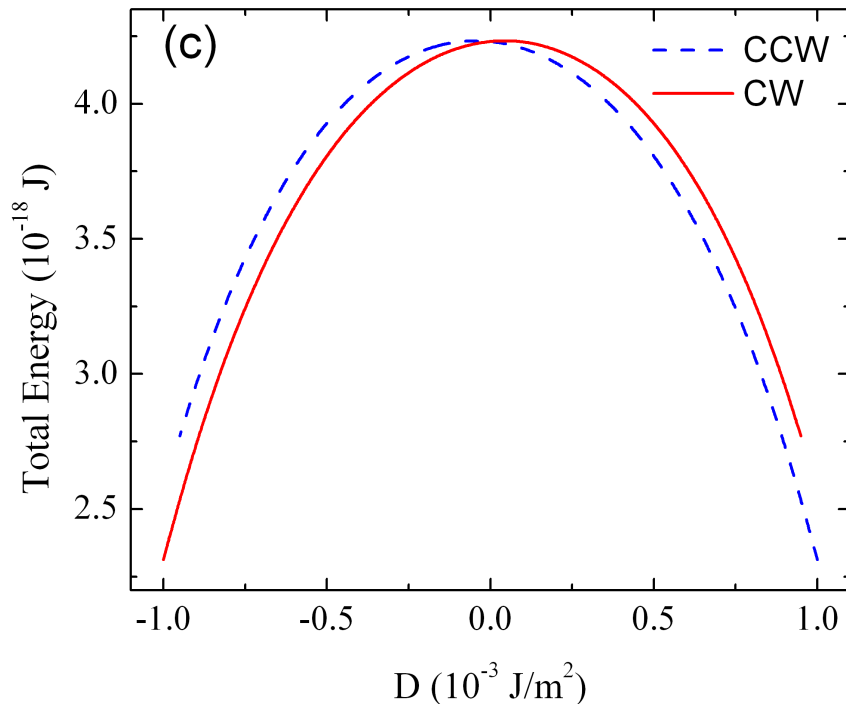


Figura 4.9: Energia total do estado de vórtice dentro da região II como uma função da constante DMI ( $D$ ).

real para que a imagem 4.6 da rede de nanodiscos tenha todos os nanodiscos com a mesma circulação de vórtice é a ação conjunta de DMI e PMA. Um fato importante que devemos notar é que de acordo com a seqüência das camadas de filmes  $Pt/Co/Al$  ou  $Al/Co/Pt$  podemos inverter a DMI e mudar o sinal de maneira que podemos manipular as circulações preferenciais nos nanodiscos.

### 4.3 Propriedades dinâmicas dos nanodiscos sob influencia da DMI

Como vimos na seção acima nossas simulações mostram que a quebra de simetria da formação do estado do vórtice magnético é fornecida não apenas pela interação DMI, mas também pela anisotropia magnética perpendicular. Ambos desempenham um papel importante para estabilizar a quiralidade do vórtice magnético em discos magnéticos, CW ou CCW. Partindo de um dos estados do vórtice, um campo no plano empurra o vórtice reversivelmente em direção à

borda do disco passando por (a) e (b) na figura 4.11, e a magnetização então muda irreversivelmente para saturação, como mostrado em (c) na Figura 4.11. Essa é uma curva característica de vórtices magnéticos em nanodiscos.

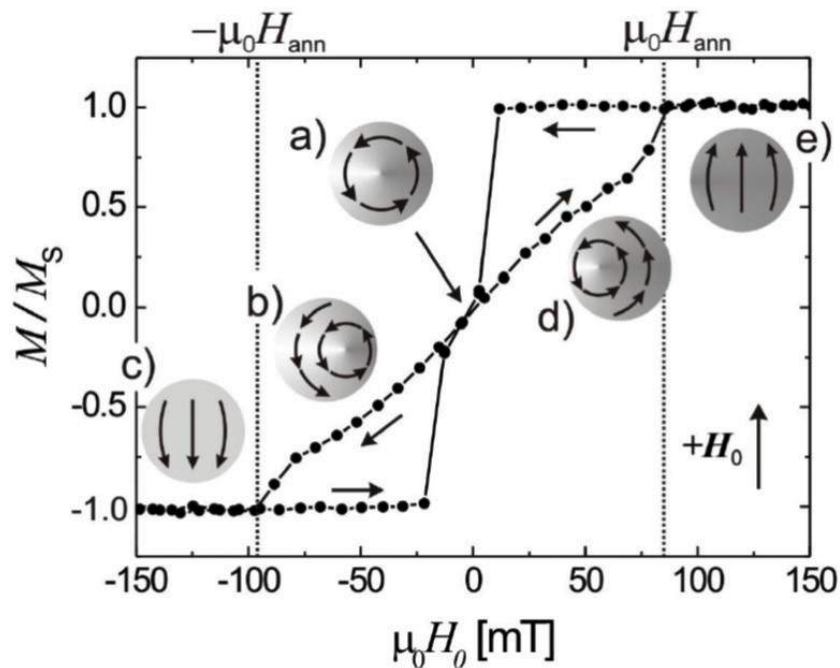


Figura 4.10: Curva típica  $M$  vs  $H$  do estado magnético vórtice. Imagem extraída da referência [4]

Para entender melhor a influência da DMI e da PMA no vórtice magnético, estendemos as simulações micromagnéticas considerando a ação de um campo magnético externo. Em primeiro lugar, nos concentramos na resposta do vórtice magnético ao campo fora do plano para valores da constante  $D$  positivos, negativos e nulo. Em segundo lugar, a ação de campo no plano também é levada em conta. Estudamos o comportamento do vórtice magnético relacionado à região II. A histerese e os estados magnéticos são apresentados na Figura 4.11(a)-(b). As linhas contínuas são curvas com  $D$  diferente de zero enquanto as tracejadas são as curvas para  $D$  igual a zero.

Acompanhando as curvas na figura 4.11 e começando com a saturação positiva para o campo fora do plano, observamos um domínio único perpendicular. Reduzindo o campo magnético a partir da saturação, a magnetização retorna ao estado de vórtice a campo nulo e volta a saturar no sentido contrario fora do plano do disco. Observamos nessas simulações que ao saturar os

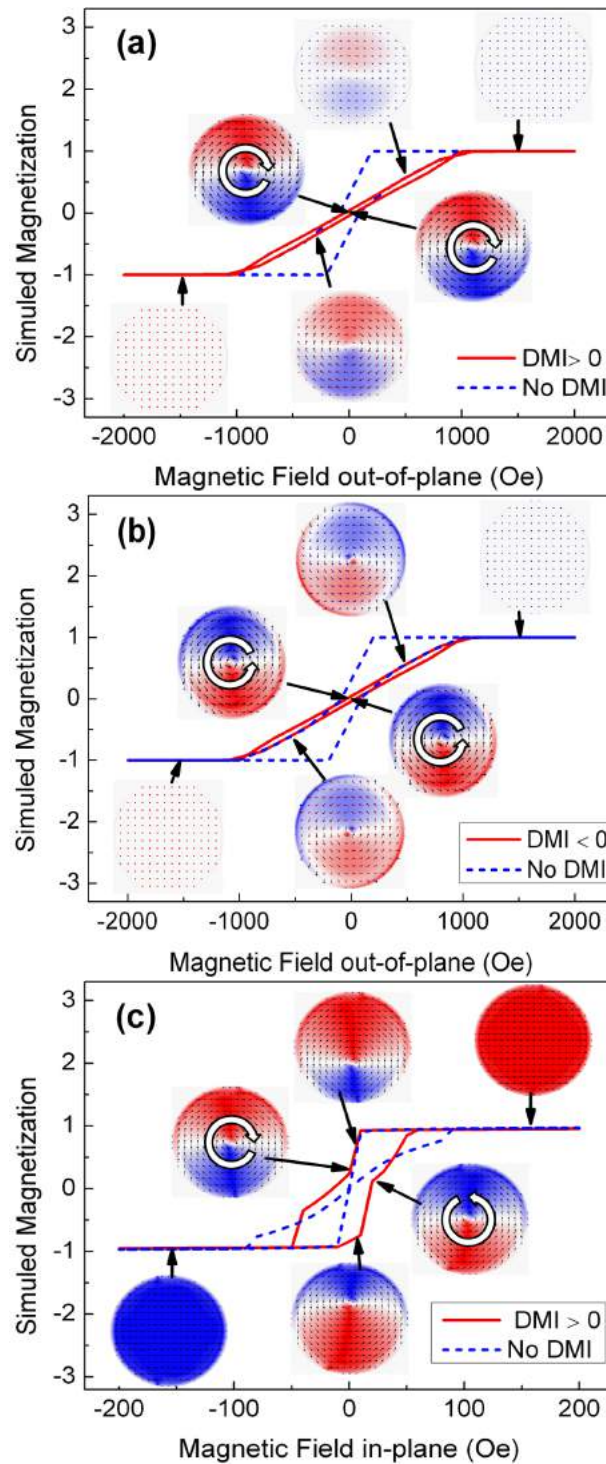


Figura 4.11: (a) e (b) são curvas de histerese com campo magnético aplicado fora do plano dos nanodiscos na presença de DMI positivo e negativo, respectivamente (linha contínua). (c) São curvas de histerese com campo magnético em plano de nanodotas no presença de CMI positiva. Todas as linhas tracejadas são loop de histerese para nenhum DMI.

nanodiscos na direção fora do plano a circulação do vórtice, ao retornar a campo nulo, é CW ou CCW de acordo com o sinal de  $D$  e está de acordo com o resultado apresentado na figura 4.9,



ou seja, se  $D > 0$  teremos CCW (figura 4.11-(a)) e se  $D < 0$  teremos (figura 4.11-(b)). A linha tracejada representa a curva de magnetização para  $D = 0$ .

Por outro lado, o fato de o campo  $H_{DM}^{\vec{}}$  (ver 4.5) estar fora do plano leva a um comportamento interessante se aplicarmos um campo magnético externo no plano dos nanodiscos ao invés de aplicar fora do plano. Com  $D > 0$  e  $K$ , dentro dos limites da região II, a figura (figura 4.11-(c)) mostra que em campo nulo o vórtice nucleado possui circulação tanto CW como CCW e não apenas CCW, como esperávamos para  $DMI > 0$ . Isso ocorre justamente pelo fato do campo externo ser aplicado perpendicularmente ao campo  $H_{DM}^{\vec{}}$  (ver 4.5) que esta fora do plano do disco essa mudança na simetria faz o estado do vórtice aparentemente ser degenerado novamente.

Diante desse comportamento observado na simulação, aplicamos o campo dessa maneira em uma rede de nanodiscos, inicialmente todos com mesmo estado de vórtice magnético (ver figura 4.12(a)), e relaxando esse campo até zero, e verificamos que a circulação se tornou aleatória (ver figura 4.12(b)). Em seguida, partindo do estado inicial aleatório dos vórtices magnéticos na rede, mudamos a direção do campo magnético e saturamos a rede de discos na direção fora do plano (ver figura 4.12(c)) e novamente relaxamos para o campo nulo resultando que todos os nanodiscos retornaram a ter a mesma circulação (ver figura 4.12(d)) concordando com o sinal da constante  $D$  que determina a circulação do vórtice.

A ideia para comprovar experimentalmente que o campo externo pode manipular a circulação do vórtice do nosso sistema foi medir a frequência girotrópica do vórtice magnético, pois de acordo com nossas simulações ela possui valores diferentes para diferentes circulação na presença da DMI, o que também leva a diferentes valores para uma rede com configurações de circulações aleatórias dos estados de vórtices.

Um fato que dificultou nossas medidas foram o volume da amostra de cobalto ser muito pequeno impossibilitando as medidas de ressonância ferromagnética por absorção e isso nos levou a fabricar nanodiscos de Platina/Permalloy/Tântalo (Pt/Py/Ta) com 300nm de diâmetro e 60nm de espessura, que levando em conta a quebra de simetria nessas amostra podemos afirmar que sofre influencia da DMI. A figura 4.13 mostra a ressonância ferromagnética (FMR)

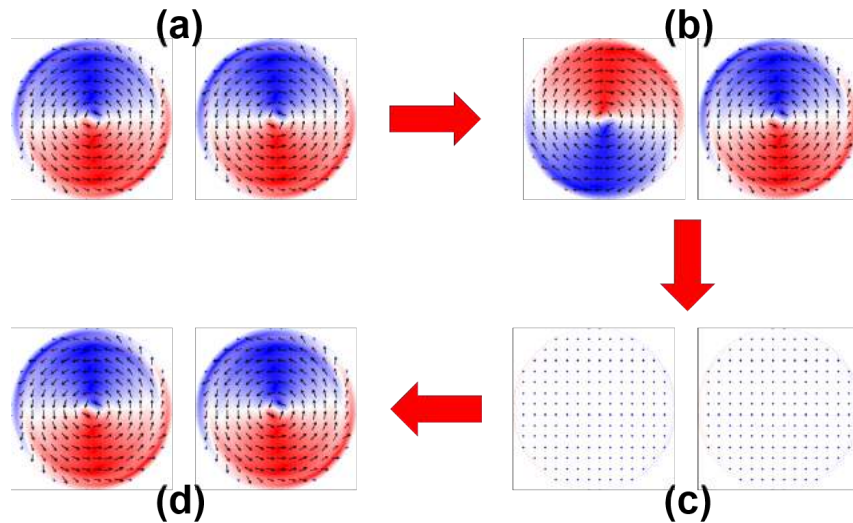


Figura 4.12: Simulação micromagnética de nanodiscos sob influencia da DMI.

correspondente a frequência girotrópica do núcleo no vórtice dos nanodiscos. Antes de serem feitas as medidas de FMR a rede de nanodisco foi submetida a um forte campo fora do plano da amostra. Em seguida a curva de FMR foi medida resultando na curva vermelha da figura 4.13. Sem mover a amostra um campo magnético foi aplicado no plano da amostra e em seguida relaxado da mesma maneira que o procedimento feito na simulação na figura 4.12, resultando na medida de FMR uma curva com frequência um pouco maior (curva vermelha na figura 4.13.).

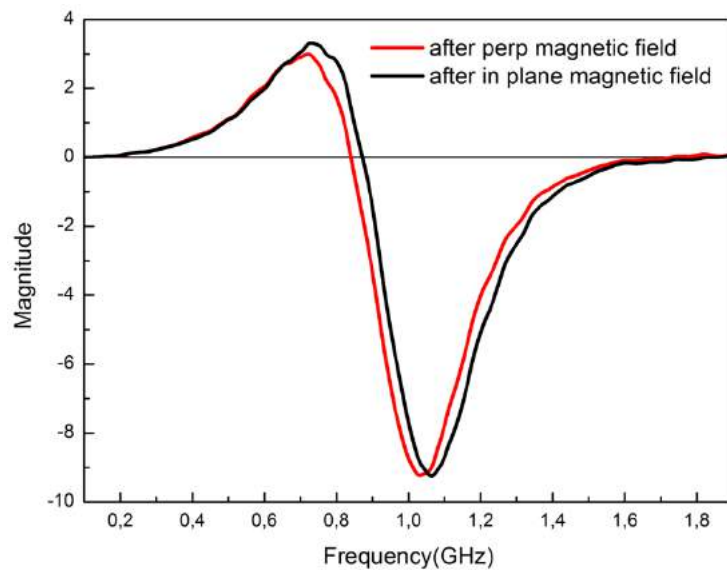


Figura 4.13: Curva experimental de Frequência girotrópica dos nanodiscos de Permalloy.

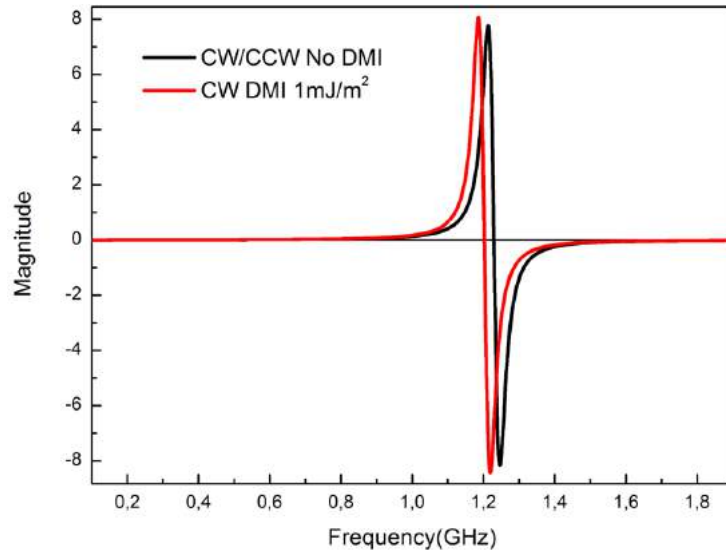


Figura 4.14: Curva simulada de Frequência girotrópica dos nanodiscos de Permalloy.

Para entender melhor foram feitas simulações com nanodiscos com as mesmas dimensões e parâmetros do permalloy. O valor usado como referencia pra constante de DMI foi de  $1\text{mJ}/\text{m}^2$  e o resultado está na figura 4.14. As curvas das figuras 4.13 e 4.14 são muito semelhantes, sendo a diferença de frequência na simulação de 27,4 MHz e o experimental de 34,56 MHz, mostrando uma boa aproximação entre experimento e simulação. Nas amostras que foram medidas FMR não foram feitas imagens magnéticas para confirmar o estado de vórtice, porém foram feitas medidas da curva de magnetização por efeito Kerr magneto-óptico, de onde obtemos a confirmação devido a curva característica de vórtice (ver figura 4.11) como mostrado na figura 4.15.

#### 4.4 Imagens de Microscopia Lorentz dos nanodiscos

As amostras, de permalloy, feitas para medidas de FMR foram fabricadas ao mesmo tempo sobre membranas de Nitreto de silício ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) para medidas de imagens por microscopia de Lorentz (ver seção 3.2.2). As amostras de permalloy não possuem PMA como as amostras de cobalto e portanto a quebra de degenerescência da circulação não é tão evidente, como explicado na seção 4.2. As imagens foram feitas com o intuito de verificar uma maior probabilidade dos nanodiscos terem a mesma circulação ao inverter a ordem das camadas de materiais e,

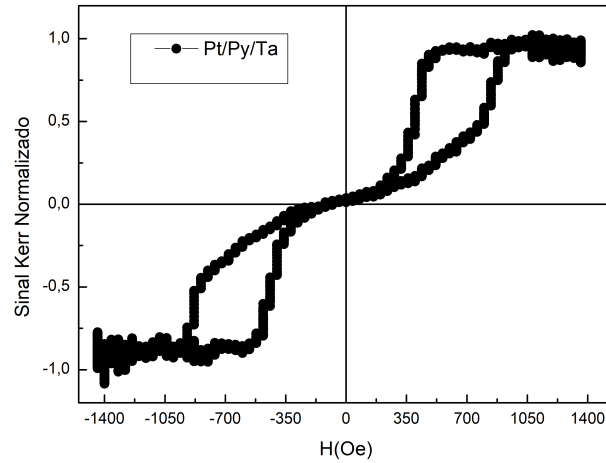


Figura 4.15: Curva de magnetização da rede de nanodiscos de Pt/Py/Ta.

consequentemente, mudando o sinal da constante DMI. Foram feitos nanodiscos de Pt/Py/Ta e aplicada a mesma lógica da figura 4.12 para fazer as imagens da figura 4.16. Os pontos brancos e pretos indicam circulações diferentes como explicado na seção 3.2.2.

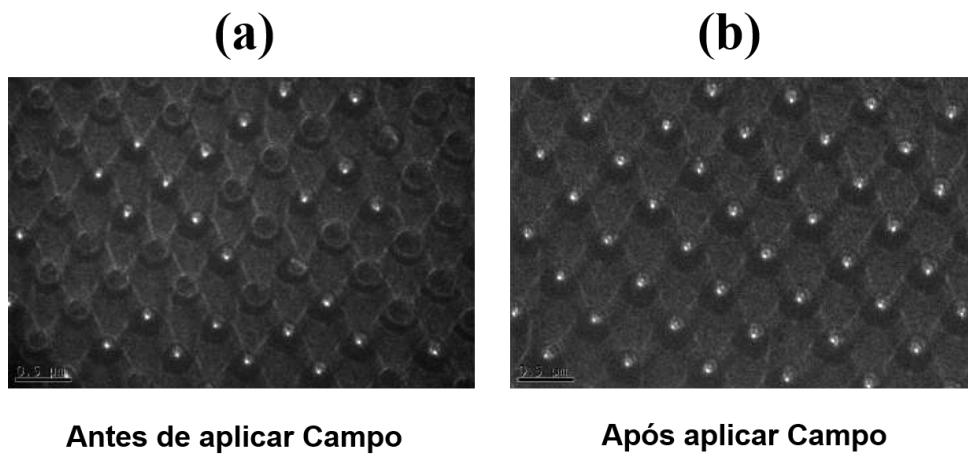


Figura 4.16: Imagem de microscopia Lorentz de nanodiscos de Pt/Py/Ta.

---

## 5. Conclusão e Perspectivas

### 5.0.1 Conclusão

O objetivo principal desta tese foi o de estudar as propriedades de nanoestruturas tais como nanofios e nanodiscos sob influência da interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) e da anisotropia magnética perpendicular (PMA).

Inicialmente, medimos a magnetorresistência de nanofios individuais de Permalloy com um defeito triangular assimétrico, para estudar a dinâmica da parede de vórtices com circulações CW e CCW. Embora se saiba que as circulações CW e CCW possuem diferentes campos de transmissão ao passarem por um defeito, obtivemos mais detalhes sobre a dinâmica dos processos de fixação da parede de domínio por meio de medidas de magnetotransporte e simulações micromagnéticas. As simulações forneceram a estrutura da parede do domínio e a resistência como uma função do campo magnético aplicado. Nos processos de fixação e transmissão, simulações micromagnéticas mostraram que as paredes de vórtice CCW passam através do defeito mais próximos da borda inferior, enquanto as paredes CW passam pela borda superior, produzindo um alongamento diferente e largura de domínio variável quando as paredes cruzam o defeito. Como a queda de resistência é dependente da largura do domínio e da magnetização perpendicular ao longo da parede (veja a equação 4.5), esta é a razão pela qual as paredes de vórtice CW têm uma queda de resistência maior do que as paredes de vórtice CCW. Medidas de magnetorresistência mostraram que essa queda de resistência é de  $296\text{m}\Omega$  para paredes CCW e  $475\text{m}\Omega$  para CW. Essa alta variação de AMR obtida em defeitos assimétricos pode ser usada no desenvolvimento de dispositivos magnetorresistivos de alto desempenho. Apesar da simplicidade do modelo baseado na magnetorresistência anisotrópica e considerando a corrente como

---

uniforme, a magnetorresistência simulada e a medida estão em muito boa concordância.

Como já vimos ultimamente, através da combinação de materiais magnéticos com camadas de metais pesados (por exemplo, Pt e Ta), interfaces de filmes finos e nanoestruturas têm provado ser elementos chaves para estabilizar determinadas estruturas magnéticas, como skyrmions e domínios com paredes quirais (cujo sentido de rotação dos momentos na parede magnética são os mesmos). No entanto, diferentes efeitos que ocorrem na interface necessitam ser altamente controlada, tais como de amortecimento e a interação Dzyaloshinskii Moriya interfacial. Além disso, essas contribuições não estão totalmente esclarecidas em filmes finos e nanofios, sendo ainda um assunto de discussão. A quebra de simetria de inversão nessas combinações produzidas pela DMI e induzidas pela superfície, existem de modo genérico nos nanodiscos magnéticos de Pt/Co/Al, foco de estudo nessa tese, e influenciam os estados de vórtices. Verificamos experimentalmente, que na presença de DMI e PMA, o estado de circulação dos vórtices magnéticos deixa de ser degenerado. E confirmamos por simulação micromagnética que a DMI impõe diferenças nas energias com diferente circulação e a PMA maximiza esse comportamento para um intervalo específico o qual chamamos de região II (veja a figura 4.8, na seção 4.2.3). As medições de PEEM mostram uma matriz de nanodiscos magnética, todos com a mesma circulação, mostrando que é possível controlar o estado da circulação nos nanodiscos na fabricação dos mesmos, como sugerido pela simulação que mostra que para valores positivos da constante da DMI a circulação CCW tem preferência, enquanto que para valores negativos a circulação CW tem preferência. Além disso, vimos por simulação que é possível controlar a circulação do vórtice apenas por aplicar campos magnéticos em direções específicas de maneira que quebre a simetria ou mantenha a simetria da DMI. Ao aplicar campo magnético no plano de uma rede de nanodiscos vimos que as circulações se tornam aleatórias e ao aplicar campo fora do plano, assim como um efeito de memória, a circulação dos vórtices se alinham e todos passam a ter a mesma circulação. De posse desses resultados fabricamos nanodiscos de permalloy com vórtices magnéticos e medimos a frequência de ressonância girotrópica do vórtice para controlar a circulação por campo. O motivo de usar a frequência girotrópica foi o resultado de simulação que mostra a diferença de frequência de 27,4 MHz entre uma rede

---

de discos com todas as circulações CW e uma rede com todas as circulações aleatórias. Dessa maneira ao usamos esse parâmetro conseguimos medir diferenças de frequência de 34,56 MHz. Devido as diferentes circulações numa mesma amostra, apenas aplicando campo, mostramos que é possível manipular as circulações e que está em bom acordo os valores experimentais e simulados. Para verificar esse resultado com imagens, foram fabricadas redes de nanodiscos em membranas de MET e feitas imagens para demonstrar que temos mudanças significativas nas circulações apenas aplicando campo, com o porém de as amostras de Permalloy não possuem PMA e não ter seleção total das circulações.

No processo de caracterização da anisotropia perpendicular (PMA) para fabricação dos nanodiscos conseguimos crescer filmes com forte PMA utilizando camadas de filmes não magnéticos diferentes. Vimos que a anisotropia magnética efetiva  $k_{eff}$  do sistema é sensível às contribuições da interface e pode ser facilmente controlada de dentro para fora do plano, jogando com a espessura de Co nas três camadas Pt/Co/Ta ou Pt/Co/Pt. O interessante é a diferença entre essas duas amostras, pois, sem variar a espessura do cobalto apenas por mudar a camada de Pt para Ta a anisotropia magnética muda de direção, permitindo filmes de cobalto de até 2nm a 3nm com anisotropia fora do plano.

Está em elaboração a redação dos resultados apresentados nas seções sobre os nanodiscos de Pt/Co/Al e sobre anisotropia magnética dos filmes de Pt/Co/Ta para publicação. Os resultados de dinâmica do vórtices e imagens dos nanodiscos de Pt/Py/Ta ainda estão em análise para futuras publicações. Atualmente sou professor na Universidade Federal do Amapá, onde pretendo continuar na linha de pesquisa desta tese através de simulações micromagnéticas e colaborações para as práticas experimentais.

---

---

# Bibliografia

- [1] N. D. Mermin. The topological theory of defects in ordered media. *Rev. Mod. Phys.*, 51:591–648, Jul 1979.
  - [2] D. T. Pierce, W. C. Uhlig, M. J. Donahue and J. Unguris. Direct imaging of current-driven domain walls in ferromagnetic nanostripes. *J. Appl. Phys*, 105:134405, May 2009.
  - [3] Nicola A. Spaldin. *Magnetic Materials: Fundamentals and Applications*. Cambridge, Germany.
  - [4] I. Neudecker. Magnetization dynamics of confined ferromagnetic systems. *Doctoral Dissertation, University of Regensburg*, 2006.
  - [5] Arne Vansteenkiste, Jonathan Leliaert, Mykola Dvornik, Mathias Helsen, Felipe Garcia-Sanchez, and Bartel Van Waeyenberge. The design and verification of mumax3. *AIP Advances*, 4(10):107133, 2014.
  - [6] Alberto Passos Guimarães. Principles of Nanomagnetism. *Springer*, 2009.
  - [7] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472–2475, Nov 1988.
  - [8] A Bogdanov and A Hubert. Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 138(3):255–269, 1994.
  - [9] I Dzyaloshinskii. A thermodynamic theory of weak ferromagnetism of antiferromagnetics. *Journ. of Phys and Chem. of Solids*, 4:241, 1958.
-



- 
- [10] IE Dzyaloshinskii. Theory of helicoidal structures in antiferromagnets. 1. nonmetals. *Sov. Phys. JETP*, 19:960, 1964.
- [11] Tôru Moriya. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism. *Physical Review*, 120(1):91, 1960.
- [12] L Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Physical Review B*, 54(13):9353, 1996.
- [13] John C Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1):L1–L7, 1996.
- [14] S Il Kiselev, JC Sankey, IN Krivorotov, NC Emley, RJ Schoelkopf, RA Buhrman, and DC Ralph. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *Nature*, 425(6956):380–383, 2003.
- [15] IN Krivorotov, NC Emley, JC Sankey, SI Kiselev, DC Ralph, and RA Buhrman. Time-domain measurements of nanomagnet dynamics driven by spin-transfer torques. *Science*, 307(5707):228–231, 2005.
- [16] H Ulrichs, VE Demidov, SO Demokritov, and S Urazhdin. Spin-torque nano-emitters for magnonic applications. *Applied Physics Letters*, 100(16):162406, 2012.
- [17] Venkatesh Chembrolu, JP Strachan, XW Yu, AA Tulapurkar, T Tyliczszak, JA Katine, MJ Carey, J Stöhr, and Y Acremann. Time-resolved x-ray imaging of magnetization dynamics in spin-transfer torque devices. *Physical Review B*, 80(2):024417, 2009.
- [18] Jian-Gang Zhu, Youfeng Zheng, and Gary A Prinz. Ultrahigh density vertical magnetoresistive random access memory. *Journal of Applied Physics*, 87(9):6668–6673, 2000.
- [19] Stellan Bohlens, Benjamin Krüger, Andre Drews, Markus Bolte, Guido Meier, and Daniela Pfannkuche. Current controlled random-access memory based on magnetic vortex handedness. *Applied Physics Letters*, 93(14):142508, 2008.
-

- [20] P.R. Soledade, J Brandão, A. Mello, and L.C. Sampaio. Enhanced magnetoresistance and pinning–depinning processes of vortex domain walls in ferromagnetic nanowires. *Materials Research Express*, 4(2):025034, 2017.
- [21] J Brandão, R.L. Novak, H. Lozano, P.R. Soledade, A. Mello, F. Garcia, and L.C. Sampaio. Control of the magnetic vortex chirality in permalloy nanowires with asymmetric notches. *Journal of Applied Physics*, 116(19):193902, 2014.
- [22] A. M. Gonçalves, F. Garcia, H. K. Lee, A. Smith, P.R. Soledade, C.A.C. Passos, M. Costa, N.M. Souza-Neto, I.N. Krivorotov, L.C. Sampaio, and I. Barsukov. Oscillatory interlayer coupling in spin hall systems. *Scientific Reports*, 8(2318):6, 2018.
- [23] Alberto Passos Guimarães. Magnetism and magnetic resonance in solids. *J. Wiley*, 1998.
- [24] Brian K Hall. Cambridge scientific minds. edited by peter harman and simon mitton. *The Quarterly Review of Biology*, 77(4):440–441, 2002.
- [25] Y. M. Luo, C. Zhou, C. Won, and Y. Z. Wu. Effect of dzyaloshinskii–moriya interaction on magnetic vortex. *AIP Advances*, 4(4):047136, 2014.
- [26] G. BERTOTTI. Hysterdesis in magnetism: for physicists, materials scientists, and engineers; 1th edition. *Academic Press.*, 1998.
- [27] L Néel. Anisotropie superficielle et surstructures d’orientation magnétique. *J. Phys. Rad*, 15:225–239, 1954.
- [28] U Gradmann and J Müller. Flat ferromagnetic, epitaxial 48ni/52fe (111) films of few atomic layers. *Physica Status Solidi (B)*, 27(1):313–324, 1968.
- [29] MT Johnson, PJH Bloemen, FJA Den Broeder, and JJ De Vries. Magnetic anisotropy in metallic multilayers. *Reports on Progress in Physics*, 59(11):1409, 1996.
- [30] FJA Den Broeder, W Hoving, and PJH Bloemen. Magnetic anisotropy of multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 93:562–570, 1991.
-

- 
- [31] CL Canedy, XW Li, and Gang Xiao. Large magnetic moment enhancement and extraordinary hall effect in co/pt superlattices. *Physical Review B*, 62(1):508, 2000.
- [32] PF Carcia, AD Meinhardt, and A Suna. Perpendicular magnetic anisotropy in pd/co thin film layered structures. *Applied Physics Letters*, 47(2):178–180, 1985.
- [33] PF Carcia. Perpendicular magnetic anisotropy in pd/co and pt/co thin-film layered structures. *Journal of Applied Physics*, 63(10):5066–5073, 1988.
- [34] FJA Den Broeder, D Kuiper, AP Van de Mosselaer, and W Hoving. Perpendicular magnetic anisotropy of co-au multilayers induced by interface sharpening. *Physical Review Letters*, 60(26):2769, 1988.
- [35] MT Johnson, PJH Bloemen, FJA Den Broeder, and JJ De Vries. Magnetic anisotropy in metallic multilayers. *Reports on Progress in Physics*, 59(11):1409, 1996.
- [36] GHO Daalderop, PJ Kelly, and FJA Den Broeder. Prediction and confirmation of perpendicular magnetic anisotropy in co/ni multilayers. *Physical Review Letters*, 68(5):682, 1992.
- [37] FJA Den Broeder, HW Van Kesteren, W Hoving, and WB Zeper. Co/ni multilayers with perpendicular magnetic anisotropy: Kerr effect and thermomagnetic writing. *Applied Physics Letters*, 61(12):1468–1470, 1992.
- [38] GHO Daalderop, PJ Kelly, and MFH Schuurmans. Magnetic anisotropy of a free-standing co monolayer and of multilayers which contain co monolayers. *Physical Review B*, 50(14):9989, 1994.
- [39] J Stöhr. X-ray magnetic circular dichroism spectroscopy of transition metal thin films. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, 75:253–272, 1995.
- [40] Patrick Bruno. Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers. *Physical Review B*, 39(1):865, 1989.
-

- [41] J Stöhr. Exploring the microscopic origin of magnetic anisotropies with x-ray magnetic circular dichroism (xmc-d) spectroscopy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200(1):470–497, 1999.
- [42] GHO Daalderop, PJ Kelly, and MFH Schuurmans. First-principles calculation of the magnetocrystalline anisotropy energy of iron, cobalt, and nickel. *Physical Review B*, 41(17):11919, 1990.
- [43] D Weller, Y Wu, J Stöhr, MG Samant, BD Hermsmeier, and C Chappert. Orbital magnetic moments of co in multilayers with perpendicular magnetic anisotropy. *Physical Review B*, 49(18):12888, 1994.
- [44] Ding-sheng Wang, Ruqian Wu, and AJ Freeman. Magnetocrystalline anisotropy of interfaces: first-principles theory for co-cu interface and interpretation by an effective ligand interaction model. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 129(2-3):237–258, 1994.
- [45] R. HUBERT, A.; SCHÄFER. Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures. *Springer*, 2008.
- [46] G. Sawatzky B. Barbara, Y. Imry and R. C. E. Stamp. Quantum magnetism. 2006.
- [47] Werner Heisenberg. Zur theorie des ferromagnetismus. *Zeitschrift für Physik*, 49(9-10):619–636, 1928.
- [48] Ralph Skomski, A Kashyap, Jian Zhou, and David J Sellmyer. Anisotropic exchange. *Journal of Applied Physics*, 97(10):10B302, 2005.
- [49] I. Dzyaloshinsky. A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 4(4):241–255, 1958.
- [50] Tôru Moriya. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism. *Physical Review Journals Archive*, 120(1):91, 1960.
- [51] Albert S Schwarz. Background. In *Topology for Physicists*, pages 1–17. Springer, 1994.
-

- [52] Per Bak and M Høgh Jensen. Theory of helical magnetic structures and phase transitions in mnsi and fege. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 13(31):L881, 1980.
- [53] Yurii Aleksandrovich Izyumov. Modulated, or long-periodic, magnetic structures of crystals. *Physics-Uspeski*, 27(11):845–867, 1984.
- [54] IE Dzyaloshinskii. Theory of helicoidal structures in antiferromagnets. 1. nonmetals. *Sov. Phys. JETP*, 19:960, 1964.
- [55] AN Bogdanov and UK Röβler. Chiral symmetry breaking in magnetic thin films and multilayers. *Physical Review Letters*, 87(3):037203, 2001.
- [56] NS Kiselev, AN Bogdanov, R Schäfer, and UK Röβler. Chiral skyrmions in thin magnetic films: new objects for magnetic storage technologies? *Journal of Physics D: Applied Physics*, 44(39):392001, 2011.
- [57] Slobodan Zumer. Quasi-two-dimensional skyrmion lattices and other exotic structures in confined chiral nematic liquid crystals. In *APS Meeting Abstracts*, volume 1, page 27003, 2012.
- [58] A Bogdanov and A Hubert. The stability of vortex-like structures in uniaxial ferromagnets. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 195(1):182–192, 1999.
- [59] A Crépieux and Claudine Lacroix. Dzyaloshinsky–moriya interactions induced by symmetry breaking at a surface. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 182(3):341–349, 1998.
- [60] J M Kosterlitz. Commentary on "Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems"J. M. Kosterlitz and D J Thouless the early basis of the successful Kosterlitz–Thouless theory. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 28(48):481001, 2016.
- [61] B. A. Ivanov and G. M. Wysin. Magnon modes for a circular two-dimensional easy-plane ferromagnet in the cone state. *Phys. Rev. B*, 65:134434, Mar 2002.
-

- 
- [62] B Lebech, J Bernhard, and T Freltoft. Magnetic structures of cubic fege studied by small-angle neutron scattering. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 1(35):6105, 1989.
- [63] J.M.D. Coey. Magnetism and Magnetic Materials. *Cambridge.*, 2010.
- [64] Maxim Trushin, Karel Výborný, Peter Moraczewski, Alexey A. Kovalev, John Schlie-  
mann, and T. Jungwirth. Anisotropic magnetoresistance of spin-orbit coupled carriers  
scattered from polarized magnetic impurities. *Phys. Rev. B*, 80:103902, Oct 2009.
- [65] Jin Tae Kim, Sang-Pil Han, and Myung Yung Jeong. A modified dxrl process for fa-  
bricating a polymer microstructure. *Journal of Micromechanics and Microengineering*,  
14(2):256, 2004.
- [66] A. N. Broers. Resolution limits for electron-beam lithography. *IBM Journal of Research  
and Development*, 32(4):502–513, july 1988.
- [67] C. Kittel. Introduction to Solid State Physics, 8th edition. *Wiley.*, 2004.
- [68] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn.  
Magnetic domain-wall logic. *Science*, 309(5741):1688–1692, 2005.
- [69] Stuart S. P. Parkin, Masamitsu Hayashi, and Luc Thomas. Magnetic domain-wall racetrack  
memory. *Science*, 320(5873):190–194, 2008.
- [70] Hyunmin et al. Sohn. Electrically driven magnetic domain wall rotation in multiferroic he-  
terostructures to manipulate suspended on-chip magnetic particles. *ACS Nano*, 9(5):4814–  
4826, 2015.
- [71] Wang et al. Phenomenological description of the nonlocal magnetization relaxation in  
magnonics, spintronics, and domain-wall dynamics. *Phys. Rev. B*, 92:054430, Aug 2015.
- [72] A. Mougín, M. Cormier, J. P. Adam, P. J. Metaxas, and J. Ferré. Domain wall mobi-  
lity, stability and walker breakdown in magnetic nanowires. *EPL (Europhysics Letters)*,  
78(5):57007, 2007.
-

- 
- [73] André Thiaville and Yoshinobu Nakatani. *Domain-Wall Dynamics in Nanowires and Nanostrips*, pages 161–205. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2006.
- [74] D. Bedau, M. Kläui, S. Krzyk, U. Rüdiger, G. Faini, and L. Vila. Detection of current-induced resonance of geometrically confined domain walls. *Phys. Rev. Lett.*, 99:146601, Oct 2007.
- [75] R. A. Silva, T. S. Machado, G. Cernicchiaro, A. P. Guimarães, and L. C. Sampaio. Magnetoresistance and magnetization reversal of single co nanowires. *Phys. Rev. B*, 79:134434, Apr 2009.
- [76] Flávio Garcia, Harry Westfahl Jr, Edson José de Carvalho, Mariana Pojar de Melo, Antonio Domingues dos Santos, Jeroen Schoenmaker, Antonio Carlos Seabra, R Belkhou, A Bendounan, ERP Novais, et al. Tailoring magnetic vortices in nanostructures. *Applied Physics Letters*, 97.
-

---

# **Anexos**

---



---

# Filmes finos com forte anisotropia perpendicular

Uma parte importante desta tese foi conseguir caracterizar a melhor anisotropia perpendicular (PMA) das amostras de cobalto que contribuiu para a fabricação dos nanodiscos com vórtices magnéticos na presença de PMA e da DMI.

Foram crescidos tricamadas do tipo Pt/Co/NM onde o NM é uma camada não magnética, que no caso das medidas de para PEEM é Alumínio (Al), Tântalo (Ta) e Platina (Pt) como pode-se ver na figura 5.1. Multicamadas formadas pela repetição de Co e Pt são sistemas largamente estudados, de modo que suas propriedades magnéticas e estruturais já são muito bem conhecidas na literatura (ver subseções 2.1.5 e 2.1.6).

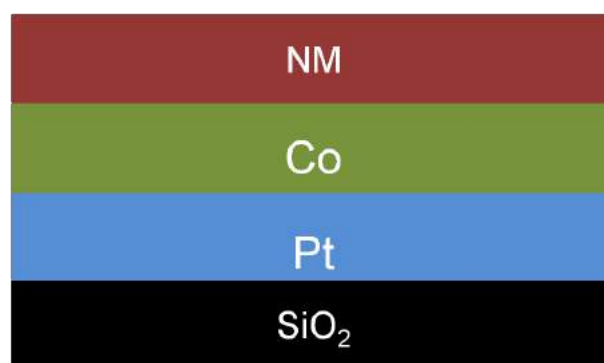


Figura 5.1: Ilustração da tricamada Pt/Co/NM.

Inicialmente essas amostras foram crescidas com o intuito de conseguir controlar a anisotropia para obter uma anisotropia magnética perpendicular (PMA) suficiente para fabricar vórtices com energias não degeneradas, vide seção 4.2. Porém, notamos que tais multicamadas apre-

---

sentam uma propriedade de grande interesse da PMA (ver seção 2.1.6) em que ao mudar Pt por Ta na camada de cima, observamos uma forte mudança de comportamento (crossover) da espessura de cobalto de 1nm para 2.4nm. Olhando pelo lado da fabricação de nanoestruturas com essas tricamadas, é interessante, pois pode-se ter mais volume de cobalto e ainda manter a anisotropia perpendicular (o que torna interessante para os nanodiscos), e ainda ter mais sinal magnético. Na figura 5.2 podemos reparar na diferença entre a curva para Pt/Co(2nm)/Pt (curva preta) e a curva Pt/Co(2nm)/Ta (curva vermelha). Esta é uma curva de magnetização por efeito Hall e o formato da histerese mostra que apesar do cobalto ter 2nm de espessura nas duas amostras temos uma com anisotropia perpendicular e outra no plano do filme, apenas por mudar a última camada de Ta para Pt. A explicação dessas mudanças estão na seção 2.1.6, e cremos que a diferença tão grande pode ser explicado pela quebra de simetria de inverção de Pt/Co/Pt para Pt/Co/Ta sendo Ta um metal de transição. Na figura 5.3(a) e 5.3(b) vemos as curvas de anisotropia para o Co com Ta na camada de cima. Nela podemos ver que a anisotropia para Pt/Co/Ta ainda está fora do plano mesmo com Co 2,2nm de espessura.

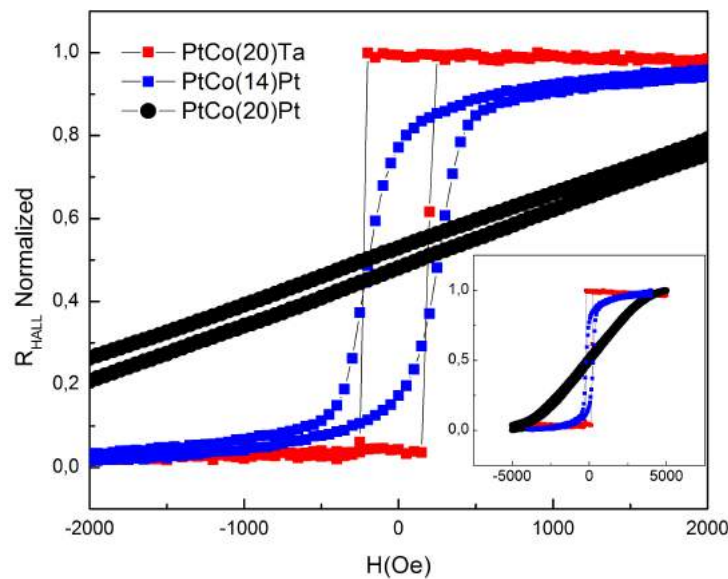


Figura 5.2: Curva de magnetização por efeito Hall anômalo. A curva vermelha com Ta tem anisotropia perpendicular e a curva preta com Pt possui anisotropia no plano. Em ambas as curvas vermelha e na preta a espessura de Co é 2nm.

A anisotropia magnética efetiva  $k_{eff}$  do sistema é sensível às contribuições da interface e pode ser facilmente controlada de dentro para fora do plano, jogando com a espessura de

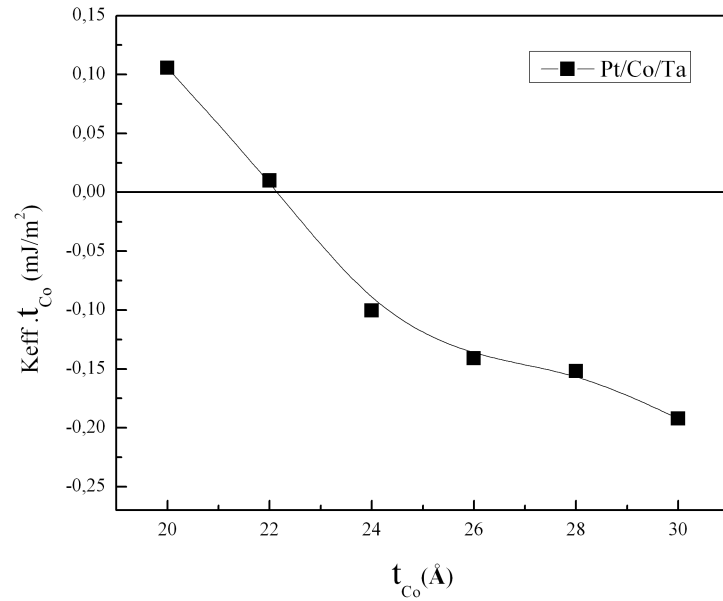


Figura 5.3: Curva de anisotropia efetiva variando com a espessura do cobalto. Anisotropia perpendicular efetiva para Pt/Co/Ta

Co temos a anisotropia efetiva  $K_{eff}$  em três camadas Pt/Co/Ta pode ser descrita pela seguinte expressão fenomenológica:

$$K_{eff} = K_V - 2\frac{K_S}{t} \quad (5.1)$$

onde  $t$  é a espessura de Co,  $K_V$  e  $K_S$  são o volume e a anisotropia de interface, respectivamente. A partir de 5.1, vê-se que é possível variar  $K_{eff}$  simplesmente variando  $t$ ; como  $K_{eff}$  cruza zero, há uma reorientação de rotação, de fora do plano  $K_{eff} > 0$  para  $K_{eff} < 0$  no plano.

---

# Simulação Micromagnética- Mumax3



A simulação micromagnética é uma ferramenta importante para pesquisa da dinâmica da magnetização. Nesta tese ela foi usada como complemento na interpretação dos resultados experimentais. A plataforma de simulação micromagnética usado foi o MuMax3 [5]. O MuMax3 funciona utilizando unidades de processamento gráfico (GPU). Foi desenvolvido no grupo Dynamat do Prof. Van Waeyenberge, na Universidade de Ghent e o seu código é escrito e mantido por Arne Vansteenkiste [85]. O MUMAX3 é um software de código aberto escrito em Go e CUDA, e está disponível gratuitamente sob a licença . Uma GPU nVIDIA e uma plataforma Linux, Windows ou Mac são necessárias para executar o software. Além do driver da GPU da nVIDIA, nenhuma outra dependência é necessária para executar o MUMAX3. O método de resolução do MuMax é o método das diferenças finitas (DF) em que o volume do sistema magnético é discretizado em células cuboides. A magnetização é considerada uniforme dentro de cada célula e sua evolução no tempo é dada pela equação de Landau-Lifshitz,

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \frac{\alpha \gamma}{M_S(1 + \alpha^2)} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times (\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)) \quad (5.2)$$

---

onde  $M_S$  é magnetização de saturação,  $\gamma$  é a razão giromagnética e  $\alpha$  é o parâmetro de amortecimento (damping). O campo efetivo  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  tem contribuições que dependem da magnetização, do campo aplicado externamente e dos parâmetros do material da amostra considerada. As soluções desta equação são obtidas por método de integração e os detalhes podem ser encontrados na referência [5].

Abaixo está um exemplo de um loop de histerese onde nós setamos o campo aplicado em pequenos passos e encontramos o estado fundamental da magnetização após cada passo. Encontramos o estado fundamental usando o método de gradiente conjugado [5], que é muito rápido. No entanto, esse método pode falhar em estados iniciais de energia muito alta, como uma magnetização aleatória. Nesse caso, definimos um valor de torque mínimo, que é mais robusto, para chegar a magnetização de equilíbrio (embora muito mais lento).

```

SetGridsize(128, 32, 1)
SetCellsize(4e-9, 4e-9, 30e-9)

Msat = 800e3
Aex = 13e-12

m = randomMag()
relax() // high-energy states best minimized by relax()

Bmax := 100.0e-3
Bstep := 1.0e-3
MinimizerStop = 1e-6
TableAdd(B_ext)

for B:=0.0; B<=Bmax; B+=Bstep{
  B_ext = vector(B, 0, 0)
  minimize() // small changes best minimized by minimize()
  tablesave()
}

for B:=Bmax; B>=-Bmax; B-=Bstep{
  B_ext = vector(B, 0, 0)
  minimize() // small changes best minimized by minimize()
  tablesave()
}

for B:=-Bmax; B<=Bmax; B+=Bstep{
  B_ext = vector(B, 0, 0)
  minimize() // small changes best minimized by minimize()
  tablesave()
}
}

```

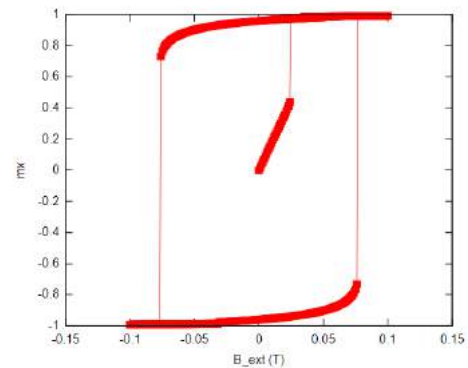


Figura 5.4: Exemplo de um loop de histerese em Mumax3 [5].

---

# Artigos publicados durante a elaboração da Tese de Doutorado

- 1 **"Enhanced magnetoresistance and pinning–depinning processes of vortex domain walls in ferromagnetic nanowires"** [20], que corresponde a seção 4.1, no capítulo 4.
  - 2 **"Control of the magnetic vortex chirality in Permalloy nanowires with asymmetric notches"** [21]. Nesta publicação eu fiz as amostras via litografia e participei das simulações micromagnéticas e das discussões.
  - 3 **"Oscillatory interlayer coupling in spin Hall systems"** [22]. Nesta publicação eu fiz as amostras e participei da maioria das medidas incluindo as medidas no LNLS, além das discussões.
-

## Materials Research Express



## PAPER

## Enhanced magnetoresistance and pinning–depinning processes of vortex domain walls in ferromagnetic nanowires

RECEIVED  
6 January 2017REVISED  
26 January 2017ACCEPTED FOR PUBLICATION  
10 February 2017PUBLISHED  
27 February 2017P R Soledade<sup>1,2</sup>, J Brandão<sup>1</sup>, A Mello<sup>1</sup> and L C Sampaio<sup>1</sup><sup>1</sup> Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rua Dr. Xavier Sigaud, 150, Rio de Janeiro 22.290-180, RJ, Brazil<sup>2</sup> Universidade Federal do Amapá, Rod. Juscelino Kubitschek Km-02, Macapá 68.903-419, AP, BrazilE-mail: [sampaio@cbpf.br](mailto:sampaio@cbpf.br)

Keywords: vortex domain walls, magnetic nanowires, magnetic domain walls

## Abstract

We have investigated the pinning–depinning processes of vortex domain walls (VDW) in Permalloy nanowires with asymmetric triangular notches by means of magnetoresistance measurements and micromagnetic simulations. Through a model based on the anisotropic magnetoresistance (AMR) and the magnetization structure obtained from simulations, the magnetoresistance when the VDW passes stretched through the notch was calculated. Besides the depinning field, as it is known, also the magnetoresistance drop depends on the domain wall chirality. Measurements show that the resistance drop for clockwise (CW) chirality is  $\approx 180 \text{ m}\Omega$  (38%) larger than for the counterclockwise (CCW) chirality. From the VDW resistance calculations it becomes clear which domain wall parameters, like domain wall structure, chirality and wall width, play a role on the magnetoresistance. These results offer an additional route to better controlling the VDW motion, which can be beneficial to applications.

## 1. Introduction

Domain wall (DW) motion in structured nanowires has attracted a lot of interest due to its potential in applications as racetrack memories, logic gates and magnetic sensors [1–4], as well as in biomedicine [5]. The manipulation and control of DWs driven by magnetic field and spin polarized current is currently a crucial challenge [6, 7]. Depending on the DW structure, transverse or vortex, and on the strength of the driving forces, the DW behavior can lead to an uncontrolled magnetization reversal process [8, 9]. Thereby, enhanced control of the DW motion must be acquired in order to have reliability and effective performance in devices.

$\text{Fe}_{80}\text{Ni}_{20}$  (Permalloy, Py) nanowires with modified geometry have been used to yield higher control of the DW propagation. For instance, periodic modulation (like notches) placed on upper and bottom nanowire edges lead to high DW mobility and stability [10]. Furthermore, branches have been used way of filtering the vortex DW chirality, allowing selective trajectories of the motion itself [4, 11]. Further geometric modification of the notches may also improve the pinning and depinning processes in transverse and vortex DWs, allowing reproducible control of the magnetization reversal.

This work investigates the pinning–depinning processes mediated by the vortex DW (VDW) motion in single Py nanowires with an asymmetric triangular notch, through magnetoresistance measurements and micromagnetic simulations. The motion is driven by the applied magnetic field. The electric current density ( $j \approx 10^8 \text{ A m}^{-2}$ ) applied in the magnetoresistance measurements is low enough to not induce any spin torque effect. The incoming and outgoing angles of the notch,  $45^\circ$ – $15^\circ$ , respectively, were chosen to provide a lower coercivity [12].

The source of magnetoresistance is the anisotropic magnetoresistance (AMR). Through the micromagnetic simulations, and taking into account the contribution of the magnetoresistance of each cell, we calculate the depinning field and the AMR amplitude. Both are dependent on the VDW chirality, as it is already well known from the literature [13–17]. However, the good signal-to-noise ratio of our measurements and the good matching between experiments and simulations allowed us to probe in detail the pinning–depinning processes, and show how the resistance depends on the VDW structure when it passes stretched through the notch. No dependence on the core polarity was observed.

## 2. Experimental setup

Py nanowires were fabricated by electron-beam lithography and lift-off process. The Py films were deposited by RF magnetron sputtering onto Si/SiO<sub>2</sub>. The wires are 435 nm wide, 30 nm thick, and 100 μm long (see figure 1). At one of the ends, on the left, there is a circular pad 20 μm large, while the other end has a tapered shape. Since a small magnetic field nucleates a domain wall in the pad, this geometry allows the nucleation of domain walls always on the left hand-side irrespective to the sense of the magnetic field. Increasing the field, reaching a given limit (injection field, 25 Oe) the domain wall enters the nanowire, moves, and after passing through the notch it is annihilated on the right side, in the tapered end. Once it enters the nanowire, the wall becomes a vortex wall due to the wire cross section dimension, that favors this vortex configuration [18]. All the measurements were performed in the tail-to-tail configuration.

As mentioned, in the middle of the nanowire a triangular asymmetric notch is placed to pin the VDW. The notch asymmetry is defined by 45° and 15° angles, they are the slopes of each side of the notch (see inset of figure 1).

Four Ti(4 nm)/Au(200 nm) pads were deposited for the magnetotransport measurements. These were performed using the current source and nanovoltmeter, 6221 and 2182A Keithley models, respectively, in the delta acquisition mode. Currents of few μA were applied. The voltage pad contacts placed closer to the notch provides better signal-to-noise ratio required for distinguishing the DW dynamics.

## 3. Micromagnetic simulations

To better understanding the VDW dynamics, that involves the detailed structure of the DW and its interaction with the notch, micromagnetic simulations were carried out. We have performed micromagnetic simulations based on the solution of Landau–Lifshitz–Gilbert equation using the Mumax<sup>3</sup> code [19]. The parameters used for Py were the exchange constant  $A = 13 \times 10^{-12}$  J m, saturation magnetization  $M_s = 860 \times 10^3$  A m, dissipation constant  $\alpha = 0.5$ , and the magnetocrystalline anisotropy was neglected. The notch is positioned in the middle of the nanowire and has the same geometry and dimension of the real samples. The nanowire dimensions used in simulations are 10 μm × 435 nm × 30 nm. The magnetic field is applied parallel to the nanowire. For each field the domain structure is calculated until the convergence parameter  $m \times h = 10^{-4}$  is reached.

Following the experimental protocol a VDW under the action of a magnetic field moves toward the notch, and after DW injection process, it remains pinned at the notch until the field reaches the depinning field. Along the pinning–depinning processes we have obtained the VDW structures for CCW and CW configurations passing through the notch and calculated the respective electrical resistance. As the current density is low ( $j = 3.8 \times 10^8$  A m<sup>-2</sup>) no spin-torque effect should be expected even if the wire width, and then the cross section, change by a factor of two along the notch [20]. Thus, in order to simplify we have considered the electrical current as uniform. Taking into account the cell dimensions, the resistance of each cell  $i$  is given by the usual AMR expression,

$$\rho_i(H) = \rho_{i\perp} + \Delta\rho_i \cos^2\theta_i, \quad (1)$$

where  $\Delta\rho_i = \rho_{i\parallel} - \rho_{i\perp}$ ,  $\rho_{i\perp}$  and  $\rho_{i\parallel}$  are the resistivity with the magnetic field applied perpendicular and parallel to the electrical current, respectively, and  $\theta_i$  is the angle between the cell magnetization and the current (wire axis). Since the current is considered low and uniform, the total resistance is then calculated summing equally the contribution from all the cells. Actually, it suffices to sum  $\cos^2\theta_i$  over all the cells.

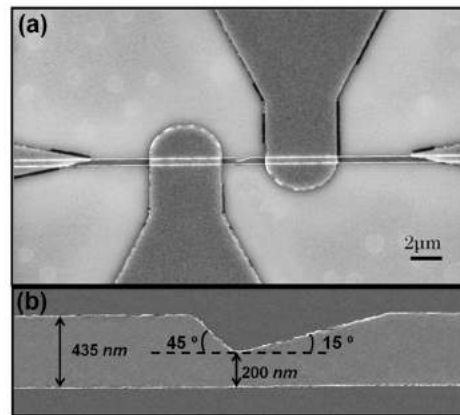
The use of the AMR to calculate the magnetoresistance is justified by the fact that the Fermi wavelength is much smaller than the domain wall width for the two spin channels, meaning that the electronic transport is diffusive. There is no memory effect between the electron scatterings, and the scattering is governed by the spin–orbit coupling [21]. Other models considering a nonuniform current, and also based on the AMR, can be found elsewhere [22, 23].

## 4. Experimental and simulation results

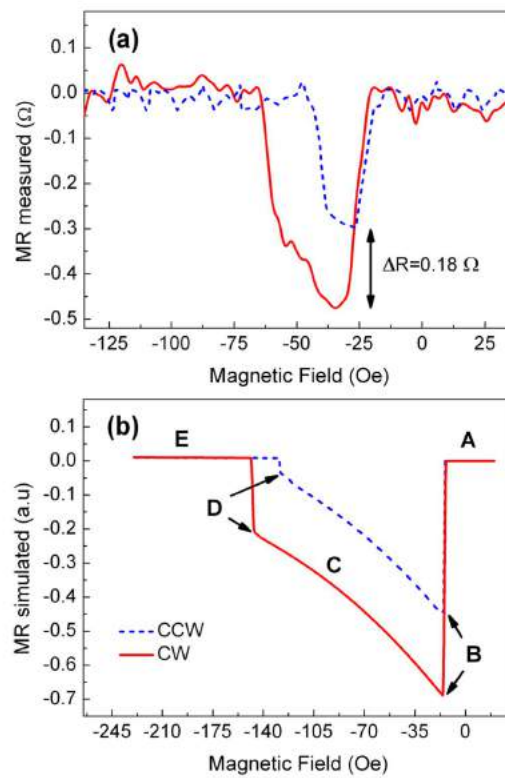
Figure 2(a) shows the magnetoresistance measurements. Only two different curves were obtained even after several runs. The nanowire resistance was typically around 380 Ω. The AMR drop introduced by the DW pinning–depinning processes was detected as 296 mΩ (dashed line) and 475 mΩ (continuous line), approximately. It corresponds to a magnetoresistance of ≈1%, as a typical variation of AMR.

Figure 2(b) shows the magnetoresistance calculated by means of micromagnetic simulations taking into account the CW and CCW chiralities. It indicates that CW chirality (continuous line) has a higher AMR drop compared to CCW one (dashed line). Letters A to E indicate the resistances at different DW positions along the notch, resulting from an increasing magnetic field. As can be seen, the DW depinning process starts at B, continues until D, followed by the depinning at E. It occurs independently of the DW chirality. Moreover, one sees that the CCW chirality undergoes the depinning first. No dependence on the vortex core polarity was found.

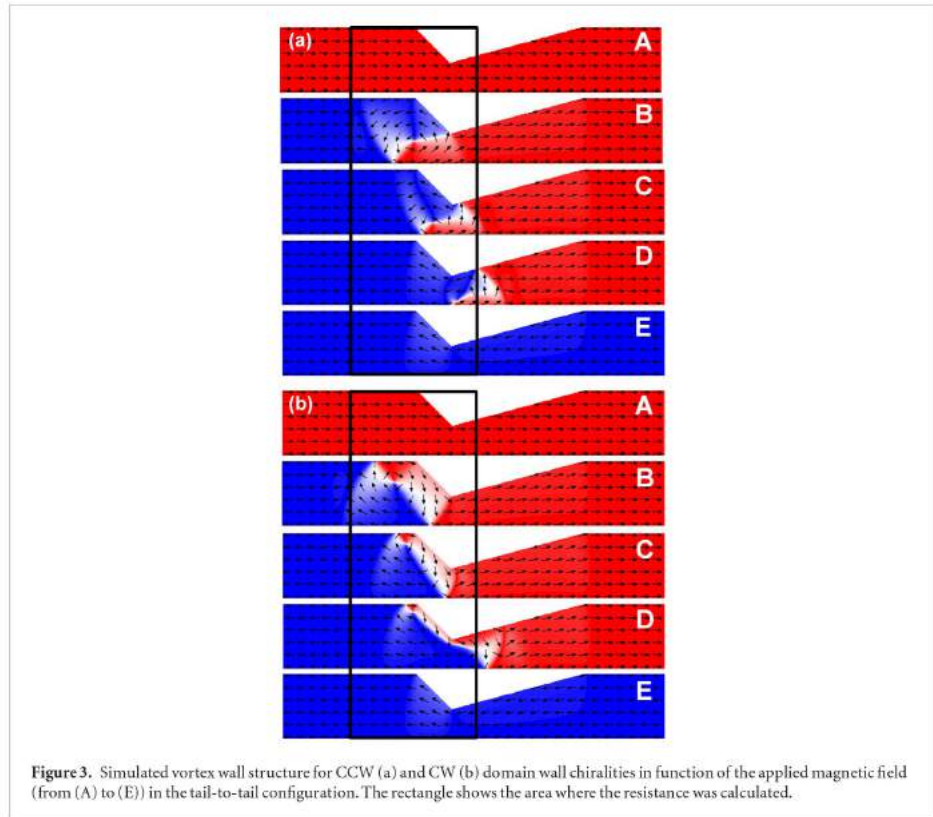




**Figure 1.** (a) Permalloy nanowire with an asymmetric pinning notch and pads for magnetotransport measurements. (b) The notch with its triangular asymmetric shape with 45° and 15°.



**Figure 2.** (a) Magnetoresistance obtained by measurements (a) and calculated from micromagnetic simulations (b) for a single FeNi nanowire with an asymmetric notch (see the notch in figure 1). Dashed and continuous lines correspond to CCW and CW vortex domain wall chiralities, respectively. Letters represent the positions of the vortex wall moving along the notch, see text.



**Figure 3.** Simulated vortex wall structure for CCW (a) and CW (b) domain wall chiralities in function of the applied magnetic field (from (A) to (E)) in the tail-to-tail configuration. The rectangle shows the area where the resistance was calculated.

As it is usually observed in micromagnetic simulations, the calculated depinning fields are larger than the ones obtained by experiments. The lack of temperature in the micromagnetic simulations gives rise to this behavior [24]. Even so, simulations allow to access the essential of the DW dynamics when the VDWs interact with the asymmetric notch without any loss.

Returning to figure 2(a), one can now understand in further details the measured magnetoresistance. First of all, the continuous line corresponds to the CW chirality, which exhibits higher AMR drop and higher depinning field comparing to the CCW one. This variation of AMR is, on average,  $0.18 \Omega$ , representing  $\approx 38\%$ . For applications, high AMR as well as the large AMR variation for the two chiralities, that could be seen as two states (in-out), provide improvements to magnetic sensing and logical devices, which besides the physical understanding, is technologically important.

The interpretation of the DW pinning and depinning processes relies on the DW structure and the asymmetry of the notch. Since the DW chirality leads to different senses of rotation of the magnetic moments, the asymmetry of the notch enhances the difference of the pinning strength of the chiralities. It is worth noting the good agreement between magnetoresistance obtained by simulations and measurements.

## 5. Discussion

As stated by the equation (1) the magnetoresistance of a nanowire is given in terms of the angle between the magnetization and the direction of the current, assumed the same as the direction of the nanowire long axis. If a high magnetic field is applied to the long axis, it leads to the magnetization saturation. In this configuration, it results in a highest resistance which is given as [25],

$$R_{\text{wire}} = \frac{\rho_{\parallel} L}{wt}, \quad (2)$$

where  $\rho_{\parallel}$  is the nanowire resistivity with the magnetization parallel to the wire axis, and  $L$ ,  $t$  and  $w$  are the length, thickness, and width of the nanowire.

For a nanowire exhibiting a DW, the DW injection, pinning and depinning resistance changing is given by,

$$R_{\text{DW}} - R_{\text{wire}} = -\frac{\delta\rho_{\text{res}}\Delta}{wt}, \quad (3)$$

where  $\delta\rho_{\text{res}} = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$ , is the variation in resistivity with the magnetization parallel and perpendicular to the current, and  $\Delta$  is the DW width. As can be seen, the presence of the DW changes the nanowire resistance, the signal on the right side of the equation (3) leads to a drop in the resistance. Most notable, equation (3) also reveals that the variation in resistance is proportional to the DW width and to the imbalance of  $\rho_{\parallel}$  and  $\rho_{\perp}$  inside the DW.

Figure 3 shows snapshots of VDW trapped by the potential pinning provided by the notch for CCW and CW chiralities. For them the pinning and depinning processes will be different, because each chirality feels a different potential. This is related to VDW pinning position in the notch, which leads to different AMR signals. By further increasing the magnetic field, the CCW chirality is lead to the nanowire bottom edge, as it is shown in figure 3(a). Taking advantage of simulation windows, which simulates that areas between the voltage pads (see the rectangular area in the snapshots) in the depinning process the CCW wall width is gradually reduced, while the opposite was observed for the CW walls. CW walls are lead to the bottom nanowire edge. In the pinning–depinning processes the CW wall width increases, as it is shown in the snapshot D of figure 3(b). It explains the difference in AMR amplitude between CW and CCW chiralities. As the CW wall expands, its contribution to AMR resistance will be larger comparing to CCW walls.

It is interesting to notice that the notch asymmetry also plays a role in the AMR curve. On the right side of the notch, CW walls have a larger space to expand, leading to enlarged DW width contributing to the enhancement of the AMR amplitude.

In addition, once the VDW is stretched in the notch in its right side, due to its asymmetry (see snapshot D of figure 3), the net magnetic transverse component to nanowire axis takes place. This component is perpendicular to electrical current flow, leading to higher contribution to  $\rho_{\perp}$  than  $\rho_{\parallel}$ . Therefore, enlarging the DW width  $\Delta$  and increasing the net magnetic transverse component inside the DW in the pinning–depinning processes provide largest AMR amplitude, which is useful for the magnetoresistive sensors.

## 6. Conclusion

In conclusion, we have measured the magnetoresistance of single Permalloy nanowires with an asymmetric triangular notch, to probe the vortex wall dynamics with CW and CCW chiralities. Although it is known that CW and CCW chiralities have different depinning fields when passing through notches, we obtained further details on the dynamics of pinning–depinning processes by means of magnetotransport measurements and micromagnetic simulations. Simulations provided the domain wall structure and the resistance as a function of the applied magnetic field.

On the pinning–depinning processes micromagnetic simulations showed that CCW vortex walls prefer to pass through the notch closest the bottom edge, while CW walls prefer to pass through the top edge, producing a different stretching, and then variable domain width when the walls cross the notch. Since the resistance drop is dependent on the domain width and the net perpendicular magnetization along the wall (see equation (3)), this is the reason why CW vortex walls have a larger resistance drop than CCW vortex walls. Magnetoresistance measurements showed that this resistance drop is 296 m $\Omega$  for CCW walls and 475 m $\Omega$  for CW vortex ones. Such high AMR variation obtained in asymmetric notches may be used in the development of high performance magnetoresistive devices. Despite of the simplicity of the model based on the anisotropic magnetoresistance and considering the current as uniform, magnetoresistance simulated and measured are in quite good agreement.

## Acknowledgment

We acknowledge financial support from the Brazilian agencies CNPq, CAPES, and FAPERJ. We also acknowledge the LABNANO/CBPF for the use of the nanolithography and microscopy facilities.

## References

- [1] Allowood D A, Xiong G, Faulkner C C, Atkinson D, Petit D and Cowburn R P 2005 *Science* **309** 1688
- [2] Parkin S S P, Hayashi M and Thomas L 2008 *Science* **320** 190–4
- [3] Hayashi M, Thomas L, Moriya R, Rettner C and Parkin S S P 2008 *Science* **320** 211
- [4] Murapaka C, Sethi P, Goolaup S and Lew W S 2016 *Sci. Rep.* **6** 20130
- [5] Sohn H et al 2015 *ACS Nano* **9** 4826
- [6] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A and Fert A 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 844
- [7] Weiwei Wang et al 2015 *Phys. Rev. B* **92** 054430
- [8] Mougín A, Cormier M, Adam J P, Metaxas P J and Ferré J 2007 *Eur. Phys. Lett.* **78** 5
- [9] André Bisig et al 2013 *Nat. Commun.* **4** 2328

- [10] Brand ao J and Atkinson D 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 062405
- [11] Pushp A, Phung T, Rettner C, Hughes B P, Yang S H, Thomas L and Parkin S S P 2013 *Nat. Phys.* **9** 505
- [12] Brand ao J, Novak R L, Soledade P R, Mello A, Garcia F and Sampaio L C 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 193902
- [13] Zeng H T, Read D, Petit D, Jausovec A V, O'Brien L, Lewis E R and Cowburn R P 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 103113
- [14] Hayashi M, Thomas L, Rettner C, Moriya R and Parkin S S P 2007 *Nat. Phys.* **3** 21
- [15] Petit D, Jausovec A, Zeng H T, Lewis E, O'Brien L, Read D and Cowburn R P 2009 *Phys. Rev. B* **79** 214405
- [16] Hayashi M, Thomas L, Rettner C, Moriya R, Jiang X and Parkin S S P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 207205
- [17] Bedau D, Klui M, Krzyk S and Rdiger U 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 146601
- [18] Thiaville A and Nakatani Y 2006 *Topics in Applied Physics* vol 101 (New York: Springer) p 161
- [19] Vansteenkiste A et al 2014 *AIP Adv.* **4**, 10 107133 (see <http://mumax.github.io/3> for further information on Mumax performance)
- [20] You C-Y 2010 *Curr. Appl. Phys.* **10** 952
- [21] OHandley R C 1999 *Modern Magnetic Materials* (New York: Wiley) ch 15
- [22] Machado T S, de Menezes M A, Rappoport T G and Sampaio L C 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 093904
- [23] Segal A and Gerber A 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 073902
- [24] Himeno A et al 2005 *J. Magn. Mater.* **286** 167
- [25] Thomas L and Parkin S S P 2007 *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials* vol 2, ed H Kronmiller and S S P Parkin (New York: Wiley) p 914