

**Centro Brasileiro de
Pesquisas Físicas
Tese de
Doutorado**

**Dinâmica de paredes de domínio com vórtice em
linhas de Permalloy com defeitos triangulares**

**Jeovani Brandão
Orientador Luiz C. Sampaio
Rio de Janeiro, Novembro de 2014.**

folha de rosto

termo de aprovacao

Dedicatoria

À minha mãe.

Agradecimentos

Este trabalho não poderia ser realizado sem o incentivo, ajuda e colaboração de muitas pessoas. Quero agradecer ao Dr. Luiz C. Sampaio por ter me orientado nesta tese de doutorado. Obrigado pela paciência, atenção, e por me motivar a aprender novas técnicas e novos temas em magnetismo. Obrigado por compartilhar seu conhecimento ao longo destes anos que me proporcionaram um grande aprendizado. Agradeço ao Dr. Flavio Garcia pelos intensos debates e por ter me guiado com as simulações realizadas neste trabalho. Certamente, sua colaboração contribuiu para enriquecer os conteúdos que aqui são abordados. Espero que pague a cerveja que me prometeu mas que nunca bebi (prefiro Heineken). Ao Dr. Rafael L. Novak pela ajuda com os programas que controlam os elementos que compõem o sistema F-MOKE desenvolvido neste trabalho além das discussões dos resultados que ajudaram na compreensão dos efeitos observados. Aos meus companheiros de Grupo Alexandre Medeiros, Carolina Cerqueira, Nayara Klein e Paulo R. Soledade por dividirem as dificuldades, alegrias, tristezas e por sempre me incentivarem nos momentos difíceis. Um agradecimento ao Paulo R. Soledade pela colaboração com a produção das amostras. Aos professores Alberto Passos Guimarães, João Paulo Sinnecker e Alexandre Mello pelos cursos que possibilitaram um maior entendimento do magnetismo e por ajudar a solucionar problemas do dia-dia nos laboratórios. A Viviane e Ronaldo da secretaria EXP e a CFC especialmente para Bete e Ricardo. Aos amigos que fiz no CBPF não citarei todos aqui para não esquecer ninguém mas se sintam incluídos de igual maneira neste agradecimento.

Finalmente, um agradecimento mais do que especial para minha mãe Editineia Rosa Brandão e família. Obrigado mãe por me incentivar, educar e acreditar em mim. A meus irmãos “sangue bom” que estiveram ao lado da minha mãe nestes anos de ausência. Muito obrigado! E aos muitos amigos longe da física que sempre me perguntam coisas estranhas sobre o Universo. Obrigado por estarem sempre do meu lado e essa conquista será compartilhada com todos vocês.

Agradeço as agências de fomento CAPES, CNPq e FAPERJ.

Epigrafe

É preciso força pra sonhar e perceber que a estrada vai além do que se vê. (Marcelo Camelo)

Resumo

Nesta tese, a interação da parede de vórtice com defeitos triangulares em linhas de Permalloy foi estudada por curvas de histerese obtidas em um sistema de medidas magneto-ópticas com feixe de luz focalizado. O sistema F-MOKE (Efeito Kerr Magneto - Óptico em modo focalizado) foi desenvolvido para medir curvas de histerese de pequenos objetos de dimensões laterais abaixo de 100nm. A circulação da parede de vórtice foi investigada na interação com defeitos triangulares com ângulos definidos em $45^\circ - 15^\circ$ a $45^\circ - 45^\circ$. A boa relação sinal ruído nas curvas de histerese permitiu obter a dependência do campo de transmissão H_T para ambas circulações CW e CCW. Evidências experimentais obtidas nestas curvas mostram um efeito no qual a seletividade da circulação da parede de vórtice é maior para CW e CCW nas configurações H_2H (“head-to-head”) e T_2T (“tail-to-tail”). Esta seletividade depende da assimetria do defeito e é maior para $45^\circ - 15^\circ$. Simulações micromagnéticas revelaram processos dinâmicos na interação da parede com o defeito que podem mudar a circulação do vórtice.

Abstract

This work, the interaction of vortex domain wall in Permalloy nanowires was investigated by a magneto-optical system. The F-MOKE (Focused Magneto-Optical Kerr Effect) was developed to measure hysteresis curves in magnetic structures with lateral size below of 100nm. The chirality of vortex domain wall was investigated in the interaction with triangular defects in $45^\circ - 15^\circ$ to $45^\circ - 45^\circ$. The good signal-to-noise in the hysteresis curves allowed to obtain the dependence of transmission magnetic field H_T to both chirality CW and CCW. Experimental evidence obtained these curves shows an effect in the selectivity of chirality vortex domain wall higher to CW and CCW in the configurations H₂H (“head-to-head”) and T₂T (“tail-to-tail”). This selectivity depends of asymmetry and is higher to $45^\circ - 15^\circ$. Simulations reveal dynamics process in the interaction with defect which can change the chirality.

Lista de Siglas

CBPF Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Lista de Abreviaturas

LLG Landau-Lifshitz-Gilbert

Lista de Símbolos

μ_0	Permeabilidade no vácuo
Fe_3O_4	Magnetita

Lista de Figuras

2.1	Ilustração de domínios magnéticos formados na minimização de energia. A energia total do material ferromagnético diminui de (a) para (d) à medida que o sistema é subdividido em número maior de domínios.	11
2.2	Parede de domínio em nanofios ferromagnéticos. Em a a parede de domínio é transversal, em b parede de domínio é um vórtice. A figura foi retirada da referência [1].	15
2.3	Diagrama largura e espessura para parede de domínio transversal e de vórtice. Em linhas de menor largura a configuração magnética é favorável a parede transversal. Em linhas maiores favorece a formação da parede de vórtice. A figura foi retirada da referência [2].	16
2.4	Configuração magnética obtida por simulação micromagnética. A minimização da energia na linha pode formar quatro possíveis combinações de parede de vórtice. No plano da linha os momentos magnéticos gira ao redor do núcleo. O núcleo do vórtice tem magnetização perpendicular ao plano. Os pontos azul e vermelho identificam o núcleo no centro da parede de vórtice.	17
2.5	Configuração magnética obtida por simulação micromagnética utilizando o código Mumax. Os domínios magnéticos são do tipo Tail to Tail. Novamente, quatro possíveis combinações da parede vórtice são obtidas.	18
2.6	Velocidade da parede de domínio em função do campo magnético. Regiões de transição mostram que a velocidade da parede em linhas não é constante. Figura retirada da referência [3].	19
2.7	Evolução temporal do movimento da parede de domínio de vórtice. Sucessivas trocas de polaridade são observadas ao longo do movimento. O núcleo se desloca para a borda de cima e de baixo da linha trocando de polaridade.	21
2.8	Deslocamento do núcleo na direção $\pm \mathbf{y}$ transversal ao eixo da linha. A força girotrópica é a responsável por deslocar o núcleo nesta direção. A direção do deslocamento depende da polaridade do núcleo. Para ambas circulações CW e CCW, o núcleo com polaridade $p = +1$ é deslocado na direção $-\mathbf{y}$. O oposto ocorre para o núcleo de polaridade $p = -1$ deslocado na direção $+\mathbf{y}$. As setas em vermelho no centro da parede indicam a direção do deslocamento do vórtice para cada combinação de circulação e polaridade.	22
2.9	Defeitos topológicos localizados no centro e nas bordas da linha. O número de enrolamento identifica o defeito de volume e de borda. A posição dos defeitos nas bordas da linha depende da circulação da parede de vórtice.	26

2.10	Linha de cargas magnéticas observada no movimento da parede de vórtice ao longo da linha. Um dos defeitos nas bordas é conectado a linha de cargas.	28
3.1	Esboço das configurações Kerr nos modos longitudinal, polar e transversal. O efeito é sensível a uma das três componentes da magnetização. L.I é a luz incidente e L.R luz refletida.	35
3.2	Configuração mostrando o campo elétrico da luz incidente polarizado em 90° . Na superfície da amostra, surge devido aos efeitos magneto-ópticos, uma componente do campo elétrico na direção longitudinal.	38
4.1	Figura ilustrativa com os principais componentes ópticos que compõem um sistema MOKE. O analisador é posicionado depois da amostra.	41
4.2	Diagrama com os vetores campo elétrico refletidos da superfície da amostra. O diagrama é feito para ambas direções de magnetização positiva e negativa.	42
4.3	Sinal Kerr medido em função do ângulo do analisador. A linha vermelha é um ajuste dos dados experimentais. θ_K e η são os valores encontrados no ajuste segundo a equação 4.26.	46
4.4	Sistema de Medidas F-MOKE com todos os elementos ópticos e eletrônicos.	48
4.5	Dados obtidos de uma nanofio magnético de 400nm de largura. Os sinais do campo (amarelo) e da voltagem (azul) são visualizados no osciloscópio.	49
4.6	Imagem obtida com o conjunto lente/câmera CCD do microscópio. Iluminando a amostra com luz branca é possível observar as nanoestruturas como por exemplo pequenas linhas. Em detalhe a reflexão da luz do feixe laser (vermelho) posicionado na linha. Os eixos x,y,z mostram as direções que o porta amostra é movimentado. Note que o eixo x está na mesma direção que o campo magnético é aplicado.	50
4.7	Mecanismo usado para calibrar o passo do motor acoplado ao porta amostra. Uma fita de Py é utilizada para passar pelo diâmetro do feixe. A intensidade luminosa da reflexão da luz é monitorada como função do deslocamento do porta amostra.	51
4.8	Diâmetro do feixe (D_F) medido em função da posição da lente relativa à amostra (P_{L-A}). O menor valor do diâmetro do feixe luminoso na superfície da amostra é de $5\mu\text{m}$.	53
4.9	Refletividade medida com a passagem da linha de Py pelo feixe focalizado em $5\mu\text{m}$ na superfície da amostra. Inserida no gráfico a derivada obtida da variação de refletividade. A largura do diâmetro do feixe é medida a meia altura da curva de Gauss.	54
5.1	Processo de exposição do feixe de elétrons no substrato coberto por PMMA. O feixe sensibiliza uma determinada área que é posteriormente removida.	56
5.2	Quebra de ligações químicas na resina exposta a um feixe de elétrons. Cadeias são quebradas e as áreas expostas passam a ter o peso molecular diferente das regiões não expostas.	57

5.3	Efeitos da solubilidade na resina positiva e negativa. Expostas ao feixe de elétrons, regiões da resina positiva se tornam solúveis enquanto que na resina negativa insolúveis. As áreas expostas por elétrons têm um peso molecular diferente das regiões não expostas. Regiões são mantidas ou removidas pelo solvente dependendo do tipo de resina.	58
5.4	Esquema simplificado de deposição de filme por Magnetron Sputtering. Íons de Ar bombardeiam o alvo arrancando átomos que são depositados no substrato.	59
5.5	Processo completo de fabricação das amostras. O resultado final após lift-off é a estrutura desenhada na LFE com o material depositado.	60
5.6	Esquema com funcionamento do “Spin Coater” para deposição de PMMA. O sistema gira o substrato e o PMMA é espalhado na superfície.	61
5.7	Sistema de Litografia por Feixe de Elétrons do Labnano/CBPF.	62
5.8	Desenhos feitos no programa GDSII VIEWR que são transferidos pela LFE para o substrato. Os números ao lado são utilizados para identificar as amostras de diferentes geometrias.	63
5.9	Estruturas fabricadas para teste dose. A dose é escolhida observando a largura dos retangulos com a dimensão mais próxima do desejado.	64
5.10	“Magnetron Sputtering” utilizado na deposição de filmes finos.	65
5.11	Picos de difração de Bragg obtidos por Raios X.	66
5.12	Nanofio produzido por LFE e Magnetron Sputtering. Em detalhe um defeito triangular assimétrico produzido a meia distância entre o início e meio do nanofio.	67
6.1	Imagem MEV de quatro discos com $2,5\mu\text{m}$ de diâmetro distribuídos numa matriz. O espaçamento é de $20\mu\text{m}$ bordo à bordo. A imagem é obtida com detector InLens com tensão de aceleração de 20 KV e distância de trabalho WD de 5,4mm.	69
6.2	Curva de histerese obtida por F-MOKE para um disco individual de $2,5\mu\text{m}$ de diâmetro. Uma imagem MEV do disco é inserida no gráfico. Destacados por setas vermelhas estão os campos H_N de nucleação e H_A de aniquilação. A origem destes campos será abordada ao longo do texto.	70
6.3	Simulação micromagnética obtida por código MUMAX ³ . A configuração é obtida em campo magnético nulo. Em (a) e (b) a circulação é CW (horária), (c) e (d) a circulação CCW (anti-horária). No centro do disco os pontos vermelho $p= +1$ e azul $p=-1$ dos momentos magnéticos no núcleo têm direção normal ao plano do disco.	71
6.4	Simulação obtida por código mumax ³ . Movimento do núcleo do vórtice sobre a ação de um campo magnético aplicado na direção \mathbf{x} . Em (a) a circulação é CW (horária) e o núcleo se desloca na direção (-y) , (b) a circulação CCW (anti-horária) o núcleo se desloca na direção (+y)	72
6.5	Transição de configuração de mono-domínio para vórtice. O processo é obtido através de nucleação, deslocamento e aniquilação do vórtice.	73
6.6	Curva de histerese obtida por simulação micromagnética. O diâmetro do disco é de $1\mu\text{m}$. Os campos H_N e H_A são os campos magnético de nucleação e aniquilação, respectivamente.	74

6.7	Campos de aniquilação e nucleação do vórtice em função do diâmetro do disco. O aumento do diâmetro do disco decresce o valor de campo necessário para nuclear e aniquilar o vórtice. A figura inserida ajuda a observar a barra de erros para o campo de nucleação.	75
6.8	Curva de histerese obtida em único disco de $1\mu\text{m}$ de diâmetro. A figura inserida mostra imagem MEV do disco com barra azul medindo o diâmetro.	77
6.9	Imagem MEV dos quadrados de lado $2\mu\text{m}$ fabricados por LFE. Os quadrados são ordenados numa matriz 5×5 separados por $13\mu\text{m}$ bordo à bordo.	78
6.10	Curva de histerese obtida por F-MOKE em quadrado individual de lado $2\mu\text{m}$. A imagem MEV inserida mostra o quadrado e a barra azul com suas dimensões. A boa relação sinal-ruído da medida permite distinguir o comportamento magnético entre os quadrados e discos.	79
6.11	Campo magnético coercivo como função da largura L dos quadrados. Os campos coercivos são valores médios extraídos das curvas de histerese de 10 diferentes quadrados. A barra de erro mostra a variação em torno da média.	80
6.12	Curva de histerese obtida em quadrado individual de lado 800nm . A boa relação sinal ruído da curva mostra a alta sensibilidade do sistema.	81
6.13	Imagem de linha de Py obtida por MEV. A dimensão lateral da linha é de 250nm . O comprimento da linha é de $100\mu\text{m}$ não mostrado na figura.	83
6.14	Curva de histerese obtida com o feixe de luz iluminando uma dada seção da linha. Uma imagem MEV da linha é inserida com o círculo vermelho representando o feixe.	84
6.15	Estrutura da parede de domínio transversal obtida por simulação micromagnética. Para ambos H_2H e T_2T os momentos magnéticos no centro da parede podem ter direção up ou down.	85
6.16	Curva de histerese simulada para linha com 250nm de largura. As formas das curvas experimental e simulada são semelhantes.	86
6.17	Campo magnético coercivo em função da largura da linha. O campo magnético decresce com o aumento da largura L . A linha é utilizada para guiar o comportamento.	87
6.18	Curva de histerese obtida em nanofio individual de 52nm de largura. A imagem MEV do nanofio é inserida com a barra de dimensão. Esta foi a menor estrutura medida pelo sistema F-MOKE.	88
6.19	Figura ilustrativa da linha com o feixe luminoso centralizado numa dada seção. A proporção da área iluminada pelo feixe é aproximada pelo retângulo com as linhas tracejadas.	89
6.20	Imagem MEV da linha de Py com a área elíptica. A meia distância entre o início e fim do linha um defeito triangular assimétrico com o ângulo a esquerda em 45° e o da direita ϕ_2 em 15° . No final da linha há uma pequena região estreita.	92
6.21	Esquema ilustrativo da criação, injeção e transmissão de uma parede vórtice T_2T . Após ser criada na elipse, a parede vórtice entra na linha e se move até o defeito. A parede fica presa no lado esquerdo do defeito e é posteriormente transmitida.	93

6.22	Curva de histerese obtida com o feixe posicionado sobre a área elíptica. Uma imagem MEV da elipse é inserida no gráfico com o círculo vermelho representando o feixe luminoso. A pequena coercividade permite que paredes de domínios sejam criadas e posteriormente injetadas na linha.	95
6.23	Curva de histerese obtida com o feixe posicionado antes do defeito. Inserida no gráfico, uma imagem MEV mostra uma dada seção da linha com o círculo vermelho representando o feixe de luz do F-MOKE. Para esta linha os ângulos do defeito são de $45^{\circ} - 15^{\circ}$	97
6.24	Curva de histerese obtida com o feixe posicionado depois do defeito $45^{\circ} - 15^{\circ}$. A imagem MEV da linha e o defeito é inserida no gráfico. O círculo vermelho ilustra a posição do feixe.	99
6.25	Interação da parede de vórtice com o defeito obtida por simulação. Para cada circulação CW-CCW e tipo de domínio H_2H e T_2T sobre a ação do mesmo campo magnético o vórtice se desloca em direções opostas no defeito.	100
6.26	Histerese obtida por simulação para linha com entalhe assimétrico $45^{\circ} - 15^{\circ}$. A direção das setas indicam a transmissão de paredes de vórtice H_2H e T_2T . A inversão da magnetização é observada em dois diferentes campos magnéticos coercivos. Os campos estão relacionados as diferentes interações da circulação da parede de vórtice com o defeito.	102
6.27	Campo H_T em função do ângulo ϕ_2 . Para ângulos maiores deve-se aumentar H_T para transmitir a parede através do defeito. As linhas ajudam a guiar o comportamento linear de H_T com ϕ_2	103
6.28	Calculo da energia de interação da parede de vórtice em função do ângulo ϕ_2 . A energia aumenta para ambas circulações CW e CCW. A parede $H_2H - CW$ tem maior energia na interação com o defeito.	105
6.29	Curvas de histerese obtidas com feixe posicionado depois dos defeitos $45^{\circ} - 15^{\circ}$ e $45^{\circ} - 45^{\circ}$. As alturas relativas dos degraus na inversão da magnetização são diferentes para cada geometria, veja setas violetas $45^{\circ} - 15^{\circ}$ e vermelhas $45^{\circ} - 45^{\circ}$	107
6.30	Porcentagem de paredes CW e CCW medidas nas configurações H_2H e T_2T em 10 diferentes linhas com o feixe posicionado depois do defeito $45^{\circ} - 15^{\circ}$. Em H_2H as paredes de vórtice de circulação CW são medidas com maior probabilidade. Já em T_2T são as paredes de vórtice CCW medidas com maior probabilidade.	109
6.31	Ciclos sem média obtidos com o feixe de luz posicionado depois do defeito $45^{\circ} - 15^{\circ}$. As curvas são obtidas na mesma linha. A boa relação sinal ruído permitiu distinguir os campos de transmissão para cada circulação da parede de vórtice transmitida através do defeito.	111
6.32	Campo magnético coercivo medido de dez ciclos sem média na mesma linha. As probabilidades de detectar a circulação da parede de vórtice são obtidas pelo número de eventos em que o campo magnético coercivo se repete.	112
6.33	Campo magnético medido dos ciclos sem média na configuração T_2T . Os valores do campo magnético mostram a probabilidade em detectar a circulação CW ou CCW transmitida através do defeito.	113

6.34	Histograma com as probabilidades de paredes vórtice CW e CCW medidas depois do defeito. As probabilidades em detectar a circulação da parede de vórtice muda com assimetria do defeito sendo máxima em $45^\circ - 15^\circ$. As linhas ajudam a guiar o comportamento obtido para cada combinação $45^\circ - \phi_2$	115
6.35	Velocidade da parede de vórtice calculada em função do campo magnético. O campo limite em que a parede tem a máxima velocidade é de apenas 5Oe. Acima deste campo a parede vórtice perde velocidade devido oscilações de sua estrutura magnética. A velocidade da parede de vórtice volta a aumentar num terceiro regime de propagação. A linha vermelha ajuda a guiar os olhos para se ver o comportamento da velocidade nos diferentes regimes. A figura inserida do vórtice na linha com as setas vermelhas indicando o movimento do núcleo ao se deslocar de uma borda a outra da linha.	117
6.36	Movimento da parede de domínio ao longo da linha. O complexo movimento é caracterizado por trocas de polaridade do núcleo, dos defeitos nas bordas e por expansão e contração na largura da parede de domínio.	119
6.37	Forças agindo na estrutura da parede de vórtice. Apenas a força do campo magnético tem a mesma direção ao longo do movimento da parede. As forças F_{R_y}, F_{G_y} podem trocar de direção dependendo da direção do deslocamento transversal do núcleo.	121
6.38	Interação da parede de vórtice com o defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$. Um novo vórtice de circulação oposta ao original é criado na borda do defeito. As figuras ao lado mostram pontos brancos e pretos resultantes do contraste magnético perpendicular ao plano da linha. É possível identificar os defeitos na borda, a linha de cargas magnéticas e o núcleo do vórtice. Da dinâmica de interação da parede surge no defeito um novo vórtice de circulação oposta.	122
6.39	Dinâmica dos defeitos da parede vórtice interagindo com o entalhe. Na criação do novo vórtice o número total de enrolamento permanece zero. Todo processo ocorre com a conservação do número de enrolamento preservada.	124
6.40	Conservação de circulação da parede $T_2T - CCW$ na interação com o defeito. Diferente da configuração $T_2T - CW$ nenhuma parede de circulação oposta é criada.	126
6.41	Evolução dinâmica do movimento da parede de vórtice próximo ao defeito assimétrico. Um vórtice de circulação CW é criado na borda do defeito. O efeito mostra que a circulação de paredes $H_2H - CCW$ não são conservadas ao longo da linha.	127
6.42	Parede $H_2H - CW$ interagindo com o defeito assimétrico. A linha de cargas magnéticas toca o defeito e não causa nenhuma perturbação ou criação de um novo vórtice. O vórtice tem circulação preservada ao longo de seu movimento nesta interação.	128
6.43	Vórtice criado no defeito assimétrico $45^\circ - 30^\circ$. Novamente, o vórtice interage com o defeito no modo de expansão que favorece a formação de um novo vórtice de circulação oposta.	129

6.44	Conservação da parede T_2T interagindo com o defeito simétrico $45^\circ - 45^\circ$. A circulação permanece a mesma em todo o processo de interação da parede de vórtice com o defeito.	130
6.45	Deslocamento do núcleo da parede de vórtice em função da posição da linha. O vórtice troca de polaridade ao longo de um movimento irregular. Neste exemplo a circulação da parede é CCW.	131
6.46	Largura da parede vórtice determinada pela distância entre os dois defeitos nas bordas da linha na interação com o defeito simétrico $45^\circ - 45^\circ$. Embora a parede interaja com o defeito com a largura no modo de expansão não é observado a criação de um novo vórtice.	132
6.47	Largura da parede de domínio $T_2T - CW$ na interação com o defeito. A criação de um novo vórtice no ocorre preferencialmente com a largura da parede no modo de expansão (quadrados pretos).	134
6.48	Histograma obtido por simulação micromagnética do número de eventos que ocorrem criação de um novo vórtice no defeito.	135
6.49	Curva de histerese simulada para a transmissão da parede de vórtice através do defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$. O efeito de vórtices criados com circulação oposta aumenta o número de paredes transmitidas com a mesma circulação. Como resultado, há um deslocamento na altura do degrau que separa o campo magnético coercivo para as circulações CW e CCW.	136
A.1	Curvas de histerese obtidas com o feixe depois do defeito $25^\circ - 45^\circ$ e $35^\circ - 45^\circ$. Novamente é observado um deslocamento no degrau que separa o campo magnético de transmissão. Inserida no gráfico a imagem MEV do defeito triangular assimétrico $25^\circ - 45^\circ$	141
A.2	Dependência do campo de transmissão H_T em função da variação angular de ϕ_1 . Para ambas circulações H_T cresce com o aumento de ϕ_1 . Na configuração, H_2H é maior para a parede de vórtice CCW.	142
A.3	Dinâmica de interação da parede de vórtice com o defeito assimétrico $25^\circ - 45^\circ$. Pelo mesmo processo apresentado no Capítulo 6 um vórtice é criado na borda do defeito.	143
A.4	Imagem MEV da linha e o canal. A posição do canal é de $10\mu\text{m}$ do início da linha. Um defeito triangular assimétrico é fabricado $40\mu\text{m}$ depois do canal.	144
A.5	Curva de histerese medida com o feixe de luz entre o ramo e o defeito triangular. São observados quatro diferentes valores do campo magnético coercivo resultante da interação da parede de vórtice com o ramo.	145
A.6	Interação da parede de vórtice $H_2H - CW$ com o canal. Na interação, a parede de vórtice injetada na linha, entra no canal se deslocando nesta seção da estrutura. Na linha próximo a borda do defeito é criada uma nova parede de vórtice de mesma circulação CW. Posteriormente a nova parede é direcionada para o defeito.	146
A.7	Interação da parede de vórtice $H_2H - CCW$ com o ramo. A parede se desloca na borda de cima da linha e não se move no ramo. Um tipo de parede semelhante a transversal se move no ramo invertendo a magnetização nesta seção da linha.	147

A.8	Curvas de histerese experimental e simulada na inversão da magnetização depois do defeito. Em ambas as curvas de histerese são observados quatro valores de campo magnético coercivo.	148
-----	---	-----

Lista de Tabelas

Conteúdo

Lista de Figuras	xi
Lista de Tabelas	xix
1 Introdução	2
2 Nanomagnetismo	5
2.1 História do Magnetismo	5
2.1.1 Magnetismo dos Materiais	7
2.1.2 Diamagnetismo	7
2.1.3 Paramagnetismo	8
2.1.4 Ferromagnetismo	8
2.2 Energias Magnéticas	9
2.2.1 Energia Magnetostática	9
2.2.2 Energia Zeeman	10
2.2.3 Energia de Troca	10
2.3 Domínios Magnéticos	10
2.3.1 Parede de Domínio	12
2.3.2 Energia e Largura da Parede de Domínio	12
2.4 Parede de Domínio em linhas	14
2.4.1 Parede de Vórtice	17
2.4.2 Movimento da parede de domínio induzido por campo magnético	19
2.4.3 Velocidade Transversal do Núcleo	21
2.5 Defeitos topológicos em linhas magnéticas	24
2.5.1 Linhas de cargas magnéticas	27
2.6 Simulações Micromagnéticas: O código mumax ³	28
3 Efeito Kerr Magneto-Óptico	30
3.1 História e Fenomenologia	30
3.2 Origem dos efeitos magneto-ópticos - Formalismo Microscópico	31
3.3 Formalismo Macroscópico	33
3.4 Geometria MOKE	35

4	Descrição do Sistema de Medidas Magneto Ópticas	40
4.1	Efeito Kerr Magneto-Óptico Focalizado	40
4.1.1	Análise do Sinal Kerr	40
4.1.2	Montagem experimental do F - MOKE	47
4.1.3	Configurações Mecânica e Óptica	50
5	Produção das Amostras	55
5.1	Litografia por Feixe de Elétrons	55
5.1.1	Princípio básico de fabricação por LFE	56
5.1.2	Resina PMMA	57
5.1.3	Resina Positiva e Negativa	58
5.1.4	Deposição de Filmes Finos - Magnetron Sputtering	58
5.1.5	Processo de lift-off	59
5.1.6	Deposição de Resina	61
5.1.7	Calibração da Espessura por Raios X	64
6	Resultados	68
6.1	Sensibilidade MOKE obtida em Micro e Nanoestruturas Individuais	68
6.1.1	Histereses em pequenos discos individuais	69
6.1.2	Sensibilidade MOKE em Discos Individuais	76
6.1.3	Curvas de histerese em pequenos quadrados	78
6.1.4	Sensibilidade MOKE em Quadrados Individuais	80
6.1.5	Curvas de Histerese em linhas estreitas	83
6.1.6	Sensibilidade MOKE em nanofios individuais	87
6.2	Interação da parede de vórtice com defeitos triangulares em linhas de Py	90
6.2.1	Criação, Injeção e Transmissão da parede de vórtice	91
6.3	Circulação da parede de vórtice detectada na interação com o defeito triangular	106
6.4	Interação da parede de vórtice com entalhe triangulares investigada via simulação micromagnética	116
7	Conclusão	138
A	Interação da parede de vórtice em linhas de outras geometrias	140
A.1	Defeitos Assimétricos Variação Angular ϕ_1	140
A.2	Movimento da parede de vórtice em canais	143
	Bibliografia	149

Capítulo 1

Introdução

Propriedades magnéticas estáticas e dinâmicas de nanoestruturas induzida por campo magnético e corrente polarizada em spin têm sido tema de ampla discussão. Um dos problemas fundamentais consta do controle da magnetização ou mesmo do spin [4, 5]. Manipular estas grandezas é essencial para o uso em dispositivos tecnológicos [6, 7]. Efeitos observados em pequenas escalas abre novas perspectivas para aumentar a capacidade e a densidade de informação em dispositivos. Nessa era tecnológica, a velocidade de armazenamento de informação é outro potencial interesse no estudo das propriedades magnéticas de pequenos objetos.

A necessidade de obter novas tecnologias fez com que modernas técnicas experimentais fossem desenvolvidas para produzir estruturas em escalas cada vez mais reduzidas [8, 9]. Novos objetos de diferentes geometrias foram feitos contribuindo para a descoberta de efeitos interessantes. Por isso, a magnetização de objetos de pequenas dimensões laterais tem sido estudada por técnicas de alta sensibilidade e resolução espacial [10, 11, 12].

Objetos como nanofios ou linhas são produzidos e estudados através destas técnicas [11, 12]. Nas linhas, complexas configurações de domínios magnéticos são estudadas por campo magnético e corrente elétrica [13, 14]. Geralmente, uma parede de domínio pode ser criada na linha. A parede de domínio é uma pequena região que separa momentos magnéticos em direções opostas [13, 14, 15]. Induzido por campo magnético e/ou corrente elétrica polarizada em spin, a parede de domínio se move na linha invertendo a direção dos domínios magnéticos [13, 14]. O controle do movimento da parede de domínio pode ser manipulado para construir dispositivos de memória tal como a “racetrack” memory (corrida de memória) [7].

O tipo de parede de domínio em linhas depende de suas dimensões e do material. Em linhas feitas de materiais macios como o Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), pode ser observada uma parede de domínio do tipo vórtice [7, 13]. A parede de vórtice é caracterizada por duas quantidades: circulação e polaridade. Na parede de vórtice os momentos magnéticos são distribuídos no plano da linha ao redor de uma região chamada de núcleo (“core”). A circulação identifica o sentido dos momentos magnéticos. A direção dos momentos magnéticos no plano é horário CW (clockwise) ou anti-horário CCW (counter clockwise).

O núcleo é localizado no centro da parede de vórtice e tem direção de magnetização perpendicular ao plano da linha. A direção da magnetização do núcleo é identificada pela polaridade. Magnetização do núcleo é orientada fora do plano, $p = +1$, ou para dentro do plano, $p = -1$.

O movimento da parede de vórtice em linhas vem sendo estudado experimentalmente e por simulações micromagnéticas [16, 7]. A velocidade da parede é um dos problemas mais importantes. Dependendo da intensidade do campo magnético, a velocidade da parede de vórtice diminui na conhecida anomalia de Walker (breakdown Walker) [16, 17]. Este efeito causa uma perda de mobilidade da parede de domínio quando se move acima de um campo magnético limite. Manter a velocidade da parede de vórtice constante é essencial para aplicações práticas. Para solucionar este problema, novos desenhos de linhas têm sido propostos com geometrias que permitam controlar o movimento da parede sem perda de velocidade [18].

Uma alternativa encontrada para estudar as propriedades magnéticas da parede de vórtice foi a de construir ao longo da linha centros de aprisionamento [19, 20, 21, 22]. Geralmente, este centro de aprisionamento é um defeito que tem uma geometria triangular ou quadrada [21, 23]. A interação da parede de vórtice com esse defeito foi estudada por medidas de magneto-resistência e magneto-óptica [23, 24, 25, 26, 27, 28]. Informações sobre o campo de transmissão pelo qual a parede de vórtice é transmitida através do defeito foram obtidas em função da geometria por diversos autores [1, 20, 21]. Os resultados mostram que para cada circulação CW e CCW a parede de vórtice é transmitida em campos magnéticos diferentes [21]. Outras observações experimentais obtiveram através de medidas de ressonância o processo de inversão da polaridade do núcleo do vórtice [29].

Embora algumas propriedades magnéticas do movimento da parede de vórtice tenham sido determinadas, poucas informações foram fornecidas dos experimentos acerca da manipulação e controle da polaridade e da circulação. Por esta razão, novos experimentos podem contribuir para o avanço do entendimento das propriedades estáticas e dinâmicas do movimento de paredes de vórtice. Esta tese, foi desenvolvida para contribuir com novas informações sobre a dinâmica de interação da parede de domínio com defeitos em linhas ferromagnéticas. Em especial, foi estudado a dinâmica de interação da parede de vórtice em linhas de Permalloy com defeitos triangulares simétricos e assimétricos. Os ângulos do defeito triangular são definidos como ϕ_1 e ϕ_2 . O ângulo ϕ_1 é o da esquerda do triângulo e é mantido fixo em 45° . Este é o lado do triângulo onde a parede de vórtice é presa localmente na linha. O ângulo da direita é o ϕ_2 e varia de $15^\circ - 45^\circ$. Este é o lado do triângulo do defeito pelo qual a parede é transmitida. O principal objetivo foi o de variar a barreira de potencial criada pelo defeito e investigar as propriedades magnéticas da parede de vórtice em função da variação angular de ϕ_2 .

A dinâmica do movimento da parede de vórtice na linha foi estudada por medidas de curvas de histerese obtidas de um sistema de medidas magneto-ópticas com feixe de luz focalizado. O sistema foi desenvolvido e implementado para medir com boa relação sinal-ruído a curva de histerese de pequenos objetos e é capaz de medir uma linha individual de 50nm de largura. Curvas de histerese obtidas com o feixe de luz posicionado depois do de-

feito, permitiram obter a dependência do campo de transmissão da parede de vórtice para cada circulação CW e CCW. Isto permitiu obter a probabilidade de detectar a circulação da parede de vórtice transmitida através do defeito. Os resultados experimentais e de simulações micromagnéticas, revelaram uma complexa dinâmica de interação da parede de vórtice com defeitos assimétricos. O defeito assimétrico pode agir como um filtro de circulação em que 75% de paredes CW e CCW nas configurações H₂H (“head to head”) e T₂T (“tail to tail”) são detectadas depois do defeito. Simulações mostram que este efeito está relacionado ao mecanismo de conservação da circulação da parede de vórtice na linha.

A tese está organizada da seguinte forma: no Capítulo 2 é feita uma revisão dos conceitos básicos de magnetismo abordando os principais aspectos de criação de paredes de domínio e de suas propriedades magnéticas. É feita uma análise do movimento da parede de vórtice induzida por campo magnético. No Capítulo 3 é apresentado o efeito Kerr magneto-óptico, abordando aspectos históricos e fenomenológicos. Uma derivação da origem do efeito Kerr magneto-óptico, é realizada à luz da visão clássica com teoria de eletromagnetismo e com a mecânica quântica. O Capítulo 4 trata do desenvolvimento do sistema de medidas magneto-ópticas com feixe de luz focalizado. Alguns resultados obtidos na construção do sistema são apresentados. A produção das amostras feitas no LABNANO/CBPF, é apresentada no Capítulo 5 destacando o uso da Litografia por Feixes de Elétron. No Capítulo 6 são apresentados os resultados. Neste capítulo os resultados são divididos em duas principais partes. A primeira parte trata das medidas obtidas em estruturas de pequenas dimensões utilizadas para testar a máxima sensibilidade do sistema de medidas magneto-ópticas. A segunda parte trata da dinâmica de interação da parede de vórtice em linhas com defeitos triangulares. Por último, são apresentadas as conclusões e perspectivas.

Capítulo 2

Nanomagnetismo

Neste capítulo são abordados os principais aspectos do magnetismo empregados no trabalho desenvolvido nesta tese. Na seção 2.1 é feita uma breve introdução histórica do magnetismo e das ordens magnéticas dos materiais. As energias magnéticas são apresentadas na seção 2.2. Em seguida as seções 2.3 e 2.4 tratam da formação de domínios e de paredes. Por último, na seção 2.5, é feita uma abordagem da teoria de defeitos topológicos para o entendimento do movimento da parede de domínios em linhas.

2.1 História do Magnetismo

De maneira simples podemos dizer que magnetismo é uma área da física que investiga fenômenos de atração e repulsão entre materiais magnéticos. As primeiras observações de efeitos magnéticos aconteceram no século VI. Tales de Mileto, observava na região da Ásia conhecida como Magnésia, que pequenas pedras atraíam ou repeliam pedaços de ferro [30]. Em uma de suas observações disse que a atração ou repulsão das pedras na interação com o ferro ocorria porque as pedras tinham alma [30, 31], o que era comum se dizer na época para qualquer corpo em movimento. As pedras que Tales Mileto observou serem atraídas ou repelidas seriam posteriormente denominadas de magnetita, referente a cidade Magnésia. A magnetita é um mineral composto de óxido de ferro e sua composição química é dada por Fe_3O_4 . Não se sabe se esta foi a primeira observação de natureza magnética. Acredita-se que os chineses já tinham observado tais efeitos muito antes das observações feitas por Tales [30].

A característica de atração e repulsão dos materiais magnéticos deu origem aos conhecidos ímãs permanentes, e evoluções no campo do magnetismo começaram a ser exploradas. Uma delas foi a experiência feita pelos chineses no século I. Eles observaram que um ímã pendurado por um fio orientava-se na direção geográfica norte ou sul da Terra [30, 31]. De fato, em 1206, Petrus Peregrinus observou que a atração ou repulsão de um

ímã próximo de um ferro dependia das suas extremidades, a qual denominou de polos magnéticos [30, 31, 32]. Petrus também verificou que um ímã pode ser subdividido em partes menores, sempre apresentando dois polos magnéticos. Ou seja, não existe polo magnético isolado.

A resposta para orientação da bússola na direção dos polos geográficos da terra seria dada mais tarde por William Gilbert. Em 1600, Gilbert publicou seu trabalho em magnetismo denominado “De Magnete” [30, 31, 32]. Neste trabalho afirmava que a Terra era um grande ímã. Gilbert construiu uma esfera magnética e fez a seguinte experiência: colocou a bússola em diferentes posições da esfera observando a orientação da ponta magnética. Ele concluiu que as fontes magnéticas da Terra alinhavam a bússola. Assim, o polo norte magnético apontava na direção sul geográfica enquanto o polo sul magnético na direção norte. Investigações teóricas do magnetismo da Terra seriam dadas posteriormente por Carl Friedrich Gauss, em 1838.

Mesmo com todas as observações acerca do magnetismo uma pergunta ainda estava sem resposta. Como materiais magnéticos podem se repelidos ou atraídos? A resposta foi dada por Frenchman Charles Coulomb, em 1777, das observações feitas de suas experiências [30, 31]. Coulomb concluiu que uma força magnética dá origem a atração e repulsão observadas por Tales. A força magnética é diretamente proporcional ao produto dos campos magnéticos produzidos pelos polos e inversamente proporcional ao quadrado da distância que os separa. Coulomb contribuiu com outras experiências para calcular o campo magnético da terra e verificar que este campo é uniforme. Em conjunto com experiências em magnetismo, Coulomb estudava fenômenos elétricos que viriam posteriormente culminar na interação dos fenômenos elétricos e magnéticos.

A interação entre magnetismo e eletricidade seria primeiro sugerida por Hans Christian Oersted [30, 31]. Suas experiências foram as primeiras evidências de unificação das duas forças. Oersted realizou experiências combinando eletricidade e magnetismo. Com uma bateria fez com que elétrons se deslocassem formando uma corrente elétrica e aproximava dela uma bússola. Ele observou que a ponta da bússola mudava de direção quando ligava e desligava a corrente. Continuando suas investigações concluiu que a corrente elétrica que fluía na bateria criava um campo magnético causando uma deflexão na ponta da bússola. André-Marie Ampère e Dominique François Arago realizaram experiências que evidenciaram as descobertas de Oersted [30, 31]. Fios foram enrolados como bobina fazendo se fluir corrente elétrica. O resultado da experiência foi de que a bobina se comportava como um “ímã magnético”. A ligação entre magnetismo e eletricidade ganharia uma fundamental contribuição dada por Michael Faraday ao evidenciar através de suas experiências que correntes elétricas eram induzidas num circuito quando se aproximava ou se afastava um ímã [30].

A evolução do magnetismo até os dias de hoje aconteceu de maneira crescente. É difícil imaginar um mundo sem os materiais magnéticos visto sua importância no cotidiano. O magnetismo está presente em diversos dispositivos empregados no dia-a-dia e a intensa pesquisa nesta área da física tem contribuído para a praticidade e conforto da sociedade. Nesta evolução, o nanomagnetismo, estudo do magnetismo em escala nanométrica, tem tido grande destaque. O crescimento tecnológico dos últimos anos têm como base este

ramo da física que exhibe efeitos cada vez mais complexos. A possibilidade de poder estudar os materiais magnéticos nesta escala e investigar diferentes fenômenos pôde contribuir ainda mais para as questões científicas e tecnológicas. Nas próximas seções serão abordados alguns aspectos importantes do nanomagnetismo.

2.1.1 Magnetismo dos Materiais

Os elementos químicos que formam os materiais magnéticos possuem elétrons distribuídos em suas camadas eletrônicas. Estes elementos podem ter camadas eletrônicas completas, ou seja, elétrons emparelhados. Por outro lado, existem elétrons desemparelhados que estão isolados em um determinado orbital, e ainda, camadas eletrônicas incompletas [31, 32, 33]. São os momentos magnéticos destes elétrons que determinam as propriedades magnéticas da matéria. Dois elétrons emparelhados têm spin em direções opostas e as forças magnéticas se anulam. No entanto, elétrons desemparelhados têm força magnética diferente de zero. Feixes de átomos emparelhados não sofrem desvios ao passar por um campo magnético. No entanto, feixes desemparelhados sofrem desvios devido a única direção do spin do elétron.

Uma característica importante que distingue o tipo de magnetismo dos diferentes materiais magnéticos é o ordenamento magnético. Os materiais magnéticos têm uma ampla variedade de ordens magnéticas. Quando submetidos a um campo magnético a resposta magnética dos materiais pode ser fraca, oposta, ou na mesma direção da excitação. Existem ainda os materiais em que a magnetização responde de forma intensa e na mesma direção do campo magnético externo. Cada resposta depende do ordenamento magnético que será apresentado nas próximas seções.

2.1.2 Diamagnetismo

Os materiais magnéticos são classificados de acordo com o ordenamento. O melhor entendimento das ordens magnéticas é dado pela susceptibilidade. A susceptibilidade dos materiais magnéticos é definida como a razão entre a magnetização \vec{M} e o campo magnético \vec{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 [33].

2.1.3 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 [33]. 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.

A dependência dos materiais com a temperatura vai a zero na temperatura de Curie. Existem materiais paramagnéticos que não obedecem a lei de Curie. Estes materiais seguem a dependência proposta por Curie-Weiss, que segue 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 do estado paramagnético para outras ordens magnéticas como ferromagnetismo e anti-ferromagnetismo.

2.1.4 Ferromagnetismo

Materiais ferromagnéticos são caracterizados por uma grande susceptibilidade positiva. Os momentos magnéticos de materiais ferromagnéticos são alinhados paralelamente. Este alinhamento ocorre muito abaixo da temperatura de Curie. Os momentos magnéticos em materiais ferromagnéticos são diferentes de zero mesmo na ausência de campo magnético. 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, que é produzido por todos os momentos magnéticos do material [32, 33, 34]. O campo magnético interno 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 idéia 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 então, uma explicação completa da magnetização espontânea de materiais ferromagnéticos.

2.2 Energias Magnéticas

Nas seções anteriores foi apresentado brevemente alguns tipos de ordenamentos presentes em materiais magnéticos. Além do ordenamento, as energias magnéticas são importantes para caracterizar os materiais. A minimização das diferentes energias é responsável pela formação de domínios magnéticos, coercividade, remanência e outras importantes propriedades magnéticas.

2.2.1 Energia Magnetostática

A energia magnetostática é associada ao campo desmagnetizante produzido pelos momentos magnéticos do material ferromagnético. Considere um momento magnético \mathbf{M} em um volume \mathbf{V} . Se este momento é sujeito a ação de um campo magnético \mathbf{H} , a energia desta interação será dada por,

$$E = -\mu_0 \int \vec{H} \cdot d\vec{M}, \quad (2.5)$$

que será dependente do produto escalar entre \mathbf{H} e $d\mathbf{M}$.

Opondo se a magnetização surge no material um campo desmagnetizante [32, 33].

$$H_D = -N_D \cdot M, \quad (2.6)$$

$$E_M = -\mu_0 \int -N_D \cdot \vec{M} \cdot d\vec{M}, \quad (2.7)$$

$$E_M = \mu_0 N_D \int \vec{M} \cdot d\vec{M}, \quad (2.8)$$

$$E_M = \mu_0 N_D \frac{\vec{M}^2}{2}. \quad (2.9)$$

Pela equação 2.9 a energia desmagnetizante será mínima quanto menor for o valor de \mathbf{M} . Isto ocorre por exemplo, na criação de domínios. Este importante efeito será apresentado na seção 2.3.

2.2.2 Energia Zeeman

A origem da energia Zeeman está na interação de um campo magnético externo \mathbf{H}_E e a magnetização \mathbf{M} .

$$E_Z = -\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_E. \quad (2.10)$$

A energia Zeeman é proporcional ao produto entre \mathbf{M} e \mathbf{H}_E de maneira que o valor máximo é obtido quando a magnetização é paralela ao campo magnético externo.

2.2.3 Energia de Troca

A interação de troca é a responsável pelo ferromagnetismo dos materiais. Sua origem reflete na repulsão Coulombiana entre dois elétrons vizinhos [31, 33, 34]. Além disto, reside na interação de troca o princípio de exclusão de Pauli, no qual dois elétrons não podem ocupar o mesmo estado quântico com a mesma orientação de spin [31, 33]. A interação de troca é um efeito de origem quântica entre partículas idênticas. A energia de troca é melhor representada em termos de um Hamiltoniano de Heisenberg entre dois elétrons vizinhos,

$$H = -2J.S_1.S_2. \quad (2.11)$$

Na equação 2.11, J é o parâmetro efetivo de troca, \mathbf{S}_1 e \mathbf{S}_2 a orientação dos spins nos sítios 1 e 2, respectivamente [33]. O parâmetro J indica que o alinhamento dos spins é ferromagnético (momentos magnéticos alinhados na mesma direção) ou anti - ferromagnético (momentos magnéticos em pares na mesma direção e sentidos opostos). Se J é positivo a ordem é ferromagnética enquanto que J negativo a ordem é anti - ferromagnética. A energia de troca para ordem ferromagnética é mínima quando os spins são paralelos.

2.3 Domínios Magnéticos

Nas seções anteriores foram apresentadas as energias magnéticas. A energia total do sistema é a soma das diferentes energias,

$$E_{Total} = E_D + E_Z + E_T + E_{MEL} + E_F + \dots \quad (2.12)$$

Os diferentes processos que ocorrem no material é resultado da minimização da energia total do sistema [31, 33]. Por exemplo, se um material ferromagnético tem sua magnetização uniforme numa dada direção, o estado magnético é conhecido como um mono domínio. Este estado pode ser obtido quando é aplicado um campo magnético suficientemente alto que faz os momentos magnéticos se alinharem paralelos à sua direção. Energeticamente,

o estado de mono domínio tem uma energia magnetostática alta. Por outro lado, os momentos magnéticos alinhados na mesma direção reduz a energia de troca. A competição entre estas energias determina a formação de domínios magnéticos. A Figura.2.1 ilustra de maneira simples como os domínios magnéticos são formados.

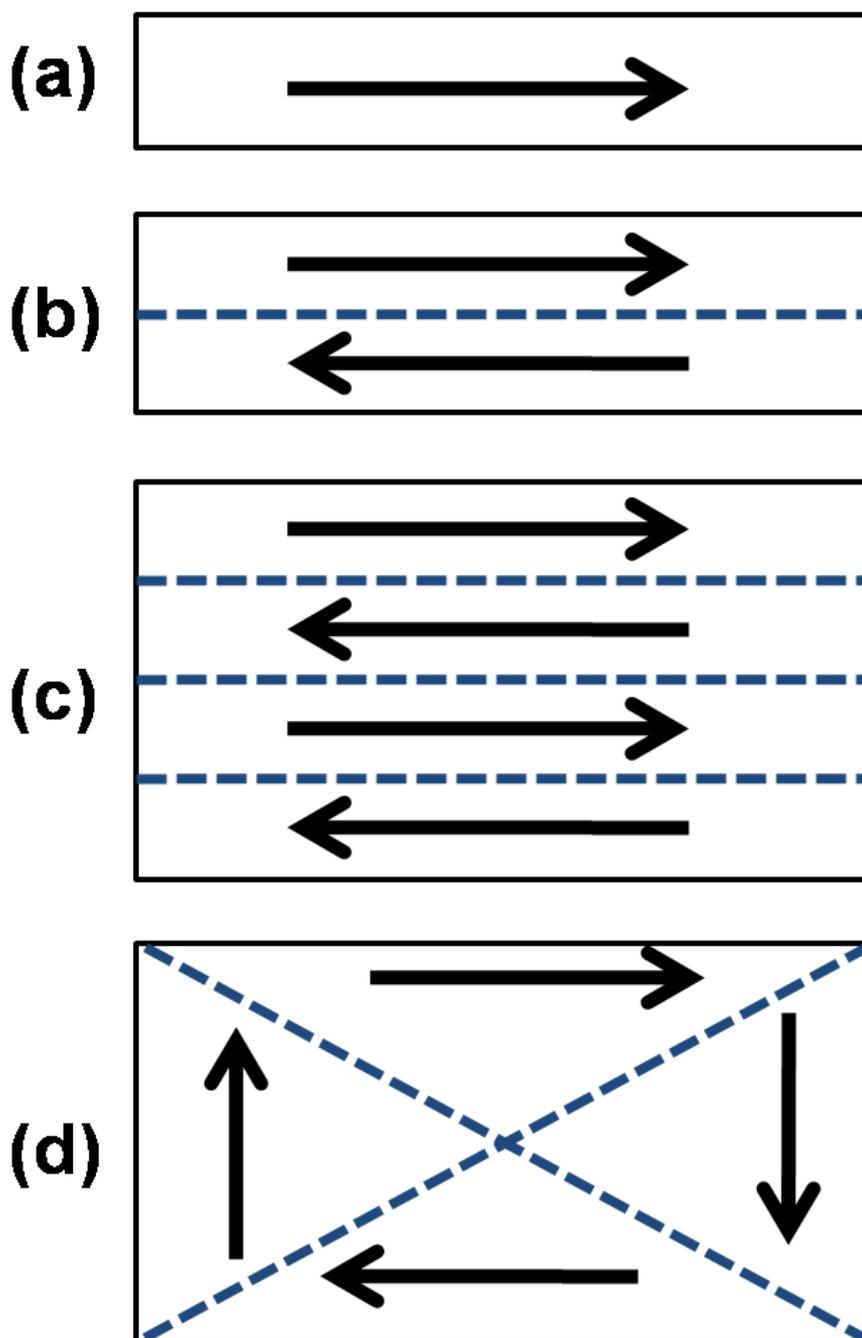


Figura 2.1: Ilustração de domínios magnéticos formados na minimização de energia. A energia total do material ferromagnético diminui de (a) para (d) à medida que o sistema é subdividido em número maior de domínios.

Em **(a)**, a direção de magnetização formando um único domínio tem alta energia. Domínios são formados para minimizar a energia como é ilustrado de **a** até **c**. Em **(d)** a magnetização forma uma estrutura de domínio fechada na qual a magnetização dentro de cada domínio é perpendicular ao domínio vizinho. A energia magnética neste caso é mínima. O panorama energético na formação de domínios é um tanto complexo. Por exemplo, a energia de troca é mínima quando os momentos magnéticos estão alinhados na mesma direção. Oposto a energia de troca, a magnetostática é minimizada quando a soma de \mathbf{M} diminui, o que ocorre quando os momentos estão orientados em direções diferentes. Em materiais ferromagnéticos, o balanço energético entre a energia de troca e a magnetostática determina a formação dos domínios. Outras contribuições energéticas podem ser menos sensíveis ou importantes mas também contribuem para a energia final do sistema.

A competição energética entre as energias magnetostática e de troca pode ser determinada pelo comprimento de troca,

$$C_T = \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{\mu_0 M_s^2}}, \quad (2.13)$$

onde A é a constante de troca que depende de cada material.

As outras constantes são μ_0 permeabilidade magnética no vácuo, e M_s magnetização de saturação. Geralmente, o valor para o comprimento de troca é cerca de 3 - 5nm.

2.3.1 Parede de Domínio

Parede de domínio é uma estreita região que separa momentos magnéticos de mesma direção e sentidos opostos. Os momentos magnéticos externos a parede são conhecidos como domínios. O tipo de parede depende do material, da energia magnetostática, da energia de troca, energia magnetocristalina e das dimensões da amostra.

2.3.2 Energia e Largura da Parede de Domínio

Domínios magnéticos são separados por uma parede com um número N de átomos de spin \mathbf{S} e largura δ_{PD} . A magnetização dentro da parede gira de 0 a π e a energia de troca e de anisotropia determinam a largura da parede. O ângulo entre o átomo N e o vizinho mais próximo é dado por, [33].

$$\phi = \frac{\pi}{N}. \quad (2.14)$$

Para um par de átomos vizinhos a energia de troca é dada por,

$$E_T^N = J.S^2.\phi^2, \quad (2.15)$$

onde J é a constante de troca, S o spin dos átomos e ϕ o ângulo entre os spins.

Substituindo 2.14 em 2.15 a relação para a energia de troca se torna ,

$$E_T^N = \frac{J.S^2.\pi^2}{N^2}. \quad (2.16)$$

Para $N + 1$ átomos, a energia de troca resultante será dada pelo somatório da rede de átomos presentes na parede,

$$E_T^N = N.\frac{J.S^2.\pi^2}{N^2}, \quad (2.17)$$

$$E_T^N = \frac{J.S^2.\pi^2}{N}. \quad (2.18)$$

Os átomos são separados por uma distância x , e a energia de troca por unidade de área,

$$E_T^N = \frac{J.S^2.\pi^2}{N.x^2} \quad (2.19)$$

que será mínima quanto maior for o número N de átomos.

Por outro lado, o aumento de N implica no maior número de spins com direções diferentes do eixo fácil resultando em maior energia de anisotropia. A contribuição da energia de anisotropia para a largura da parede pode ser determinada considerando a anisotropia uniaxial da estrutura cristalina, e é dada por,

$$E_A = K.\sin^2\theta, \quad (2.20)$$

onde K é a constante de anisotropia e θ é o ângulo entre a magnetização e o eixo cristalino.

A largura da parede é o produto $N.x$ e a energia de anisotropia normalizada será dada por,

$$\frac{E_A}{N.x} = K.\sin^2\theta, \quad (2.21)$$

$$E_A \approx K.N.x. \quad (2.22)$$

A energia da parede de domínio será minimizada adicionando as energias devido as interações de troca e de anisotropia,

$$E = \frac{J.S^2.\pi^2}{N.x^2} + K.N.x = 0 \quad (2.23)$$

e diferenciando a equação 2.23 com respeito ao número N de átomos vem que,

$$\frac{dE}{dN} = -\frac{J.S^2.\pi^2}{N^2.x^2} + K.x \quad (2.24)$$

$$-\frac{J.S^2.\pi^2}{N^2.x^2} + K.x = 0 \quad (2.25)$$

e resolvendo para N , obtém-se o número de átomos dentro da parede.

$$N = \frac{S\pi\sqrt{J}}{a^{\frac{3}{2}}\sqrt{k}} \quad (2.26)$$

O número de átomos na parede é relacionado com a largura pela equação,

$$\delta_{PD} = N.x \quad (2.27)$$

e substituindo 2.26 em 2.27 resulta para largura da parede,

$$\delta_{PD} = \frac{S\pi\sqrt{J}}{a^{\frac{1}{2}}\sqrt{k}}. \quad (2.28)$$

A largura da parede é proporcional a constante de troca \sqrt{J} e inversamente proporcional a constante de anisotropia \sqrt{K} .

2.4 Parede de Domínio em linhas

Em nanofios ou linhas feitos de materiais magnéticos macios, tais como o Permalloy (Py), a magnetização tende a se alinhar no plano preferencialmente ao eixo da linha devido a anisotropia de forma. A magnetização ao longo do eixo da linha gera uma alta energia. Paredes de domínios são configurações estáveis criadas em linhas para diminuir a energia. Geralmente, dois tipos de parede de domínios são observadas em linhas com magnetização no plano [35, 36]. São elas a parede transversal e de vórtice, veja Figura.2.2.

Na Figura.2.2 **a**, a magnetização na parede é transversal e gira no plano de um domínio para outro com os momentos magnéticos no centro da parede transverso ao eixo da linha. Na borda de baixo da linha, a largura da parede é menor do que na borda de cima, sendo então a parede transversal assimétrica [37, 1]. Em linhas de maior largura, esta assimetria desaparece e a parede transversal surge como um triângulo na borda de baixo e de cima. Na Figura.2.2 **b**, a parede transversal é uma interface entre momentos magnéticos opostos nas bordas da linha ligados por uma diagonal em 45° [1]. A configuração magnética tem uma forma de vórtice, no qual os momentos magnéticos formam um fluxo fechado no plano

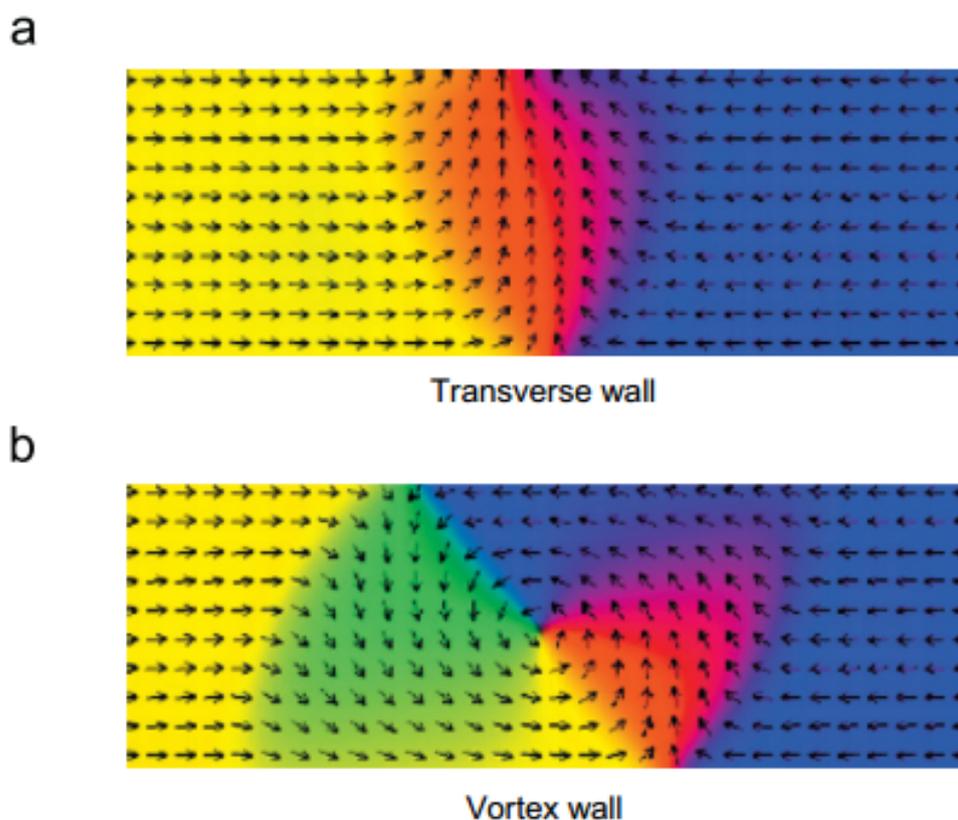


Figura 2.2: Parede de domínio em nanofios ferromagnéticos. Em **a** a parede de domínio é transversal, em **b** parede de domínio é um vórtice. A figura foi retirada da referência [1].

da linha exceto no centro onde uma pequena região dos momentos magnéticos conhecida como core (núcleo) têm direção perpendicular.

Materiais magnéticos macios como o Py, têm baixa energia magnetocristalina. As paredes de domínio transversal e vórtice são formadas pela competição entre as energias de troca e magnetostática. A largura e espessura dos nanofios são outros dois parâmetros que determinam o tipo de parede de domínio. McMichael e Donahue [35] foram os primeiros a calcular um diagrama largura por espessura em linhas, que determinam a formação de uma parede de domínio transversal ou de vórtice. Outros autores obtiveram diagramas teóricos e experimentais semelhantes ao obtido por McMichael e Donahue como mostra o exemplo da Figura.2.3.

Em linhas estreitas e de baixa espessura a parede transversal é energeticamente favorável enquanto que linhas largas e de maior espessura a minimização de energia favorece uma parede de vórtice. Um contorno de fase limita a região na qual os dois tipos de parede podem ser observadas. A diferença de energia magnetostática e de troca das parede de domínio determinam as regiões. A energia de troca é maior na parede de vórtice comparada a parede transversal. A diferença na energia de troca das duas paredes pode ser calculada pela equação [35, 36].

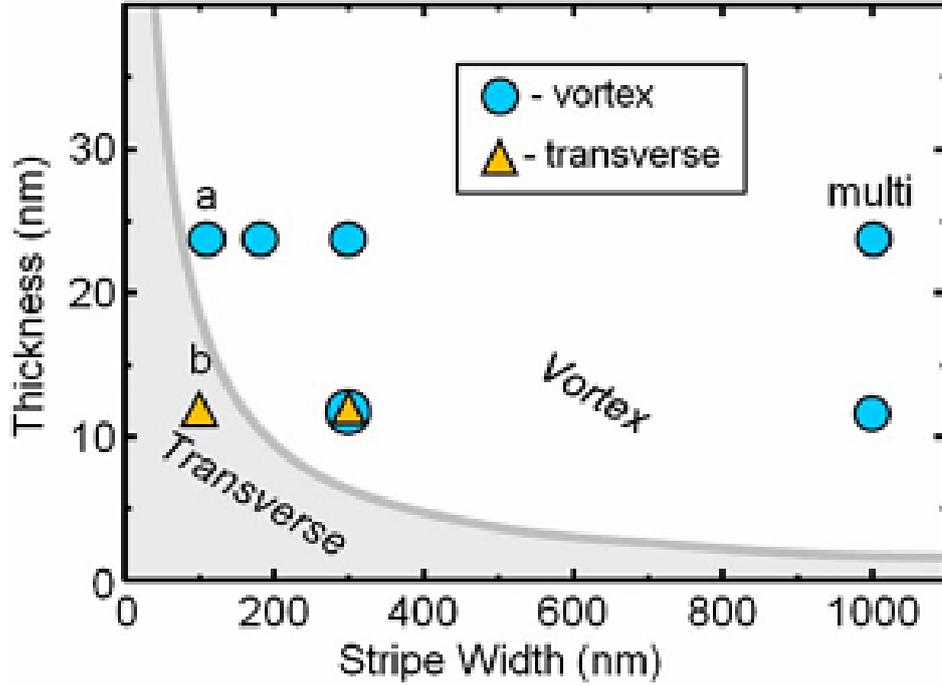


Figura 2.3: Diagrama largura e espessura para parede de domínio transversal e de vórtice. Em linhas de menor largura a configuração magnética é favorável a parede transversal. Em linhas maiores favorece a formação da parede de vórtice. A figura foi retirada da referência [2].

$$(E_V - E_{Trans})_{Troca} \approx 2tJ\pi \ln \left(\frac{r_{max}}{r_{min}} \right). \quad (2.29)$$

Na equação 2.29, t é a espessura do filme magnético, J a constante de troca, r_{max} e r_{min} os raios do vórtice e do núcleo, respectivamente.

A energia magnetostática é maior na parede transversal devido aos momentos magnéticos alinhados no centro da parede. A diferença na energia magnetostática entre as paredes transversal e vórtice é dada pela equação [35],

$$(E_V - E_{Trans})_{Mag} \approx -\frac{\mu_0 M_s^2 t^2 L}{8} \quad (2.30)$$

onde L é a largura da linha e t a espessura.

O contorno de fase é obtido somando as equações 2.29 e 2.30 e igualando a zero.

$$2tJ\pi \ln \left(\frac{r_{max}}{r_{min}} \right) - \frac{\mu_0 M_s^2 t^2 L}{8} = 0 \quad (2.31)$$

$$Lt = 16\pi l n \left(\frac{r_{max}}{r_{min}} \right) \frac{A}{\mu_0 M_s^2} \quad (2.32)$$

Lembrando que $C_T = \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{\mu_0 M_s^2}}$ é o comprimento de troca resultando para equação 2.32.

$$Lt = 16\pi l n \left(\frac{r_{max}}{r_{min}} \right) C_T^2 \quad (2.33)$$

O tipo da parede de domínio em linhas depende do produto da largura L e a espessura t dado pela equação 2.33.

2.4.1 Parede de Vórtice

A parede de vórtice é caracterizada pela circulação dos momentos magnéticos ao redor do núcleo de magnetização perpendicular ao plano. A figura 2.4 mostra quatro possíveis estados na qual a parede de vórtice pode ser observada. As figuras foram obtidas através de simulações micromagnéticas utilizando o código Mumax3.

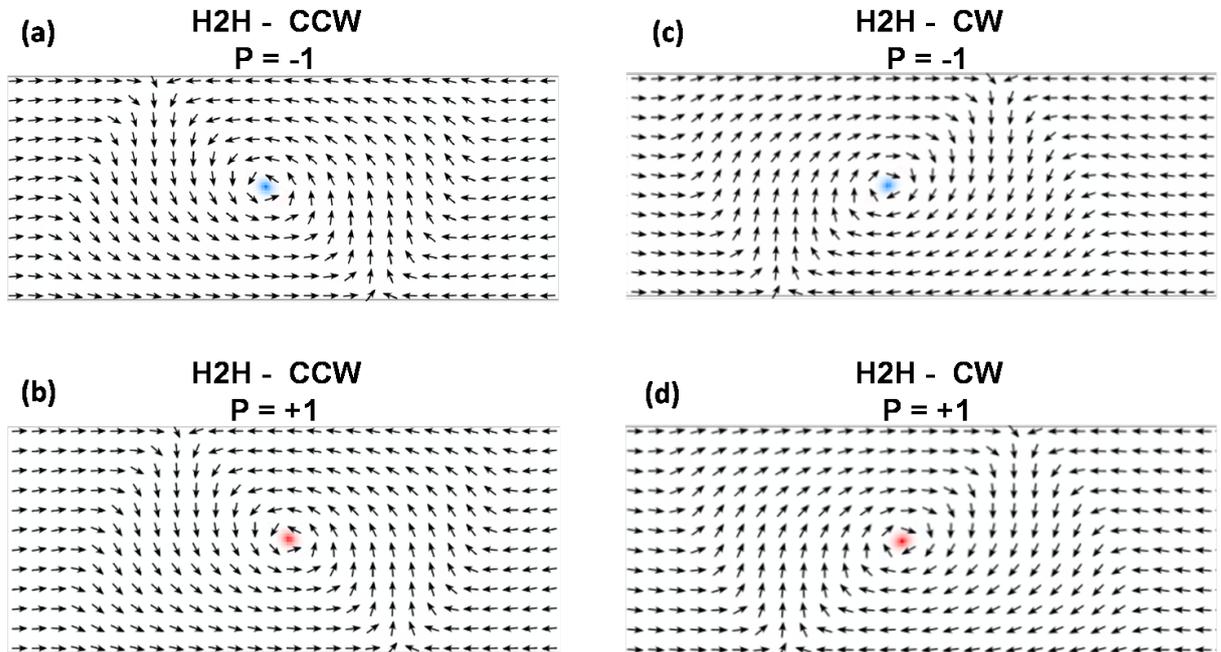


Figura 2.4: Configuração magnética obtida por simulação micromagnética. A minimização da energia na linha pode formar quatro possíveis combinações de parede de vórtice. No plano da linha os momentos magnéticos gira ao redor do núcleo. O núcleo do vórtice tem magnetização perpendicular ao plano. Os pontos azul e vermelho identificam o núcleo no centro da parede de vórtice.

A circulação dos momentos magnéticos ao redor do núcleo pode se dar em dois sentidos. São estes sentidos denominados de “counter clockwise” (anti horário), Figuras. 2.4 (a) e (b), ou “clockwise” (horário), Figuras. 2.4 (c) e (d). Por simplicidade e nomenclatura encontrada na literatura, no texto será utilizado CCW para circulação (anti horário) e CW (horário).

No centro da parede de vórtice, é localizado o núcleo com magnetização perpendicular ao plano da linha. A direção da magnetização no núcleo é caracterizada pela polaridade. O núcleo tem polaridade ($p=+1$), Figuras. 2.4 (b) e (d), se a magnetização tem direção fora do plano (ponto vermelho). Se a magnetização do núcleo tem direção para dentro do plano, Figuras. 2.4 (a) e (c), a polaridade é ($p=-1$) (ponto azul). Portanto, existem quatro combinações de circulação e polaridade com a mesma energia para parede de vórtice.

Os momentos magnéticos ao redor do núcleo formam um fluxo de magnetização fechada. Sem qualquer campo magnético aplicado, a soma dos momentos magnéticos no plano da linha, dentro da parede de vórtice, é nula. Nesta configuração magnética a energia magnetostática dentro da parede de vórtice é reduzida. No entanto, no centro da parede de vórtice, o ângulo entre os momentos magnéticos no plano é maior do que nas bordas aumentando a energia de troca. Para diminuir a energia de troca no centro da parede de vórtice, uma pequena região dos momentos magnéticos se alinham perpendicular ao plano, formando o núcleo.

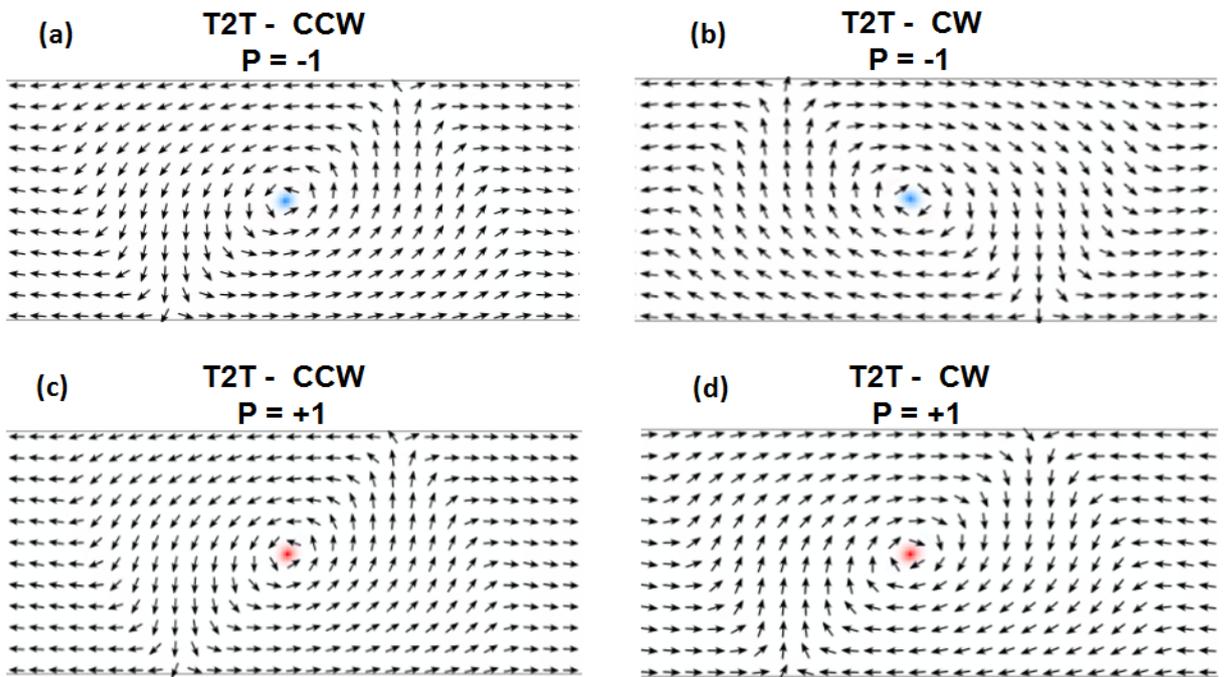


Figura 2.5: Configuração magnética obtida por simulação micromagnética utilizando o código Mumax. Os domínios magnéticos são do tipo Tail to Tail. Novamente, quatro possíveis combinações da parede vórtice são obtidas.

Na Figura. 2.4, os momentos magnéticos externos a parede estão na mesma direção em

sentidos opostos. A direção dos momentos magnéticos externos à parede de domínio caracteriza o tipo de domínio em linhas. Se os momentos magnéticos apontam para direita e esquerda na direção da parede, o tipo de domínio é dito “Head to Head” (cabeça-à-cabeça), veja Figura. 2.4. Se os momentos magnéticos apontam para direita e esquerda na direção oposta à parede, o tipo de domínio é dito “tail-to tail” (calda-à-calda). Um exemplo para parede de vórtice “tail-to-tail” é apresentado na Figura. 2.5. A parede de vórtice pode ser observada com quatro possibilidades de circulação e polaridade para ambos tipos de domínio [38, 39, 40]. Ao longo do texto, será utilizada H_2H para identificar a parede de domínio “Head to Head” e T_2T para “tail-to-tail”.

2.4.2 Movimento da parede de domínio induzido por campo magnético

Se o campo magnético é aplicado paralelo ao eixo da linha, os momentos magnéticos nos domínios tendem a se alinhar na mesma direção do campo. Induzida pelo campo magnético, a parede de domínio se move na linha com velocidade \mathbf{v} . O movimento da parede de domínio se torna complexo e depende da intensidade do campo magnético. Walker, mostrou que existe três regimes de propagação da parede de domínio em linhas [41], veja Figura.2.6. Nos regimes de propagação previsto por Walker, a velocidade da parede muda com a intensidade do campo.

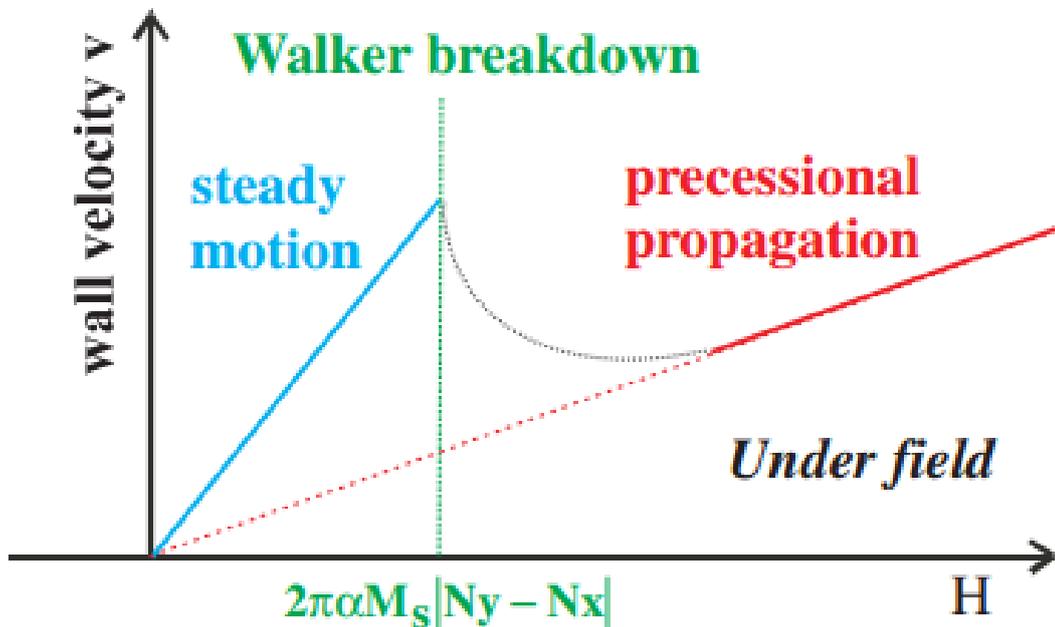


Figura 2.6: Velocidade da parede de domínio em função do campo magnético. Regiões de transição mostram que a velocidade da parede em linhas não é constante. Figura retirada da referência [3].

Observando a dependência da velocidade com o campo magnético na Figura. 2.6, três regimes de propagação marcam as transições do movimento da parede. No primeiro

regime, a velocidade da parede de domínio cresce linearmente com o campo magnético até alcançar um valor máximo. A velocidade máxima da parede de domínio ocorre no chamado campo de Walker [41, 42, 3]. Neste primeiro regime, o movimento da parede ocorre sem oscilações na sua estrutura magnética. Acima do campo de Walker, a parede de domínio perde velocidade com o aumento do campo magnético. A perda de velocidade no segundo regime ocorre devido a complexas oscilações existentes na estrutura interna da parede de domínio [41, 42]. Aumentando ainda mais o campo magnético, um terceiro regime é marcado por um novo crescimento da velocidade.

Para verificar como ocorre o movimento da parede de vórtice induzido por campo magnético, foram realizadas simulações micromagnéticas. O objetivo foi de observar a dinâmica do movimento da parede de vórtice para entender alguns efeitos observados nos experimentos. Neste capítulo será feita uma primeira abordagem simples dos resultados obtidos da simulação. No Capítulo 6, os resultados de simulação em conjunto com os experimentais serão apresentados com mais detalhes.

A simulação para observar o movimento da parede de vórtice foi realizada da seguinte maneira: uma linha de $10\ \mu\text{m}$ de comprimento, 400nm de largura e 30nm de espessura (Permalloy), foi utilizada. Os parâmetros para o Py são: Constante de troca $A = 13 \times 10^{-12}\ \text{J/m}$ e magnetização de saturação $M_s = 8,6 \times 10^5\ \text{A/m}$. A simulação é discretizada em células de $5 \times 5 \times 30\ \text{nm}^3$.

A dinâmica do movimento da parede de vórtice é observada em função do tempo. A parede de vórtice é criada a $1\ \mu\text{m}$ do início da linha no processo de relaxação magnética. Para observar a dinâmica do movimento da parede de vórtice na linha foi utilizado um damping de 0.005. Um campo magnético constante de $40\ \text{Oe}$ é aplicado paralelo ao eixo da linha induzindo o movimento da parede. A Figura. 2.7 será utilizada para auxiliar no entendimento deste movimento.

Na Figura.2.7 (a), o núcleo do vórtice de polaridade $p = -1$ (ponto azul), está no centro da parede (a meia distância entre as bordas da linha). A linha vermelha tracejada ajuda a guiar o centro da parede onde o núcleo está localizado. O campo magnético é nulo, e esta é a configuração de mínima energia da parede de vórtice. No tempo $t=0$, o campo magnético de 40Oe é aplicado e a parede inicia o movimento na linha. A Figura. 2.7 (b) é utilizada para mostrar o comportamento da parede de vórtice num intervalo de tempo após o campo magnético ser aplicado. A parede de vórtice se move para a direita e a localização do núcleo não é a mesma sem campo magnético. O núcleo é deslocado para a borda de cima da linha, Figura 2.7 (b) e (c). No intervalo de tempo posterior a este, o núcleo do vórtice é localizado próximo ao centro da linha, Figura. 2.7 (d). O núcleo do vórtice tem neste instante a polaridade $p = +1$ (ponto vermelho). Na Figura. 2.7 (e), o núcleo do vórtice esta deslocado próximo a borda de baixo da linha. Finalmente, na Figura. 2.7 (f) o vórtice tem polaridade trocada para $p = -1$ e é localizado no centro da linha. Ao longo deste movimento, o núcleo da parede de vórtice se desloca na linha, com sucessivas trocas de polaridade. O deslocamento do núcleo nas bordas da linha muda a largura da parede de vórtice. A parede se propaga no modo de expansão e contração da largura, veja Figuras. 2.7 (b) e (d). Este efeito será abordado no Capítulo 6. A simulação mostra que a parede de vórtice se move na linha com esta dinâmica de propagação e a

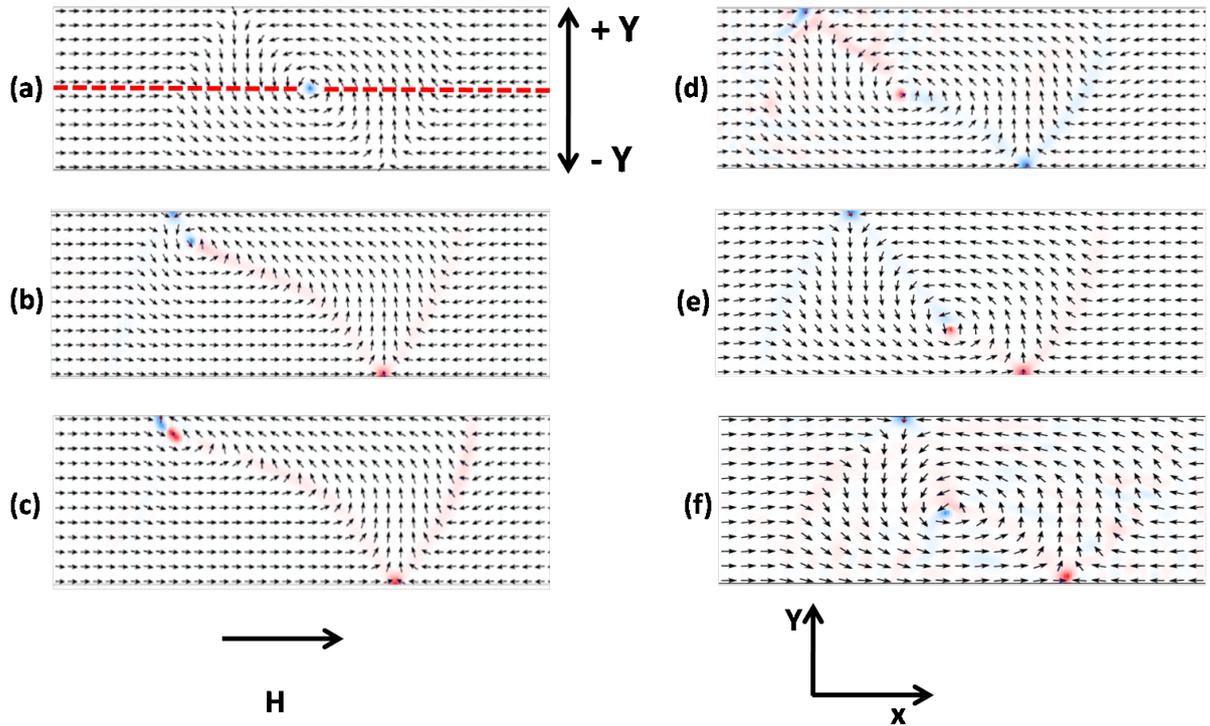


Figura 2.7: Evolução temporal do movimento da parede de domínio de vórtice. Sucessivas trocas de polaridade são observadas ao longo do movimento. O núcleo se desloca para a borda de cima e de baixo da linha trocando de polaridade.

circulação é conservada [43, 44].

2.4.3 Velocidade Transversal do Núcleo

O complexo movimento da parede de vórtice induzido pelo campo magnético é explicado considerando as forças que agem no núcleo. O deslocamento do núcleo na direção $(+y)$ e $(-y)$ ocorre pela ação da força girotrópica. Esta força surge da deformação do vórtice pelo campo magnético. Se o núcleo se move para direita com velocidade \mathbf{v}_x , a força girotrópica atua perpendicular a este movimento. A relação da força girotrópica que age no núcleo do vórtice é dada por,

$$F_G = pGv\mathbf{z} \times \mathbf{x} \quad (2.34)$$

Na equação 2.34 o valor de p é considerado em módulo. A força girotrópica depende do girovetor \mathbf{G} , $G = 2\pi\mu_0 M_s t / \gamma$, e da velocidade v do núcleo [45, 46]. No girovetor \mathbf{G} , μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo, M_s a magnetização de saturação, t a espessura, e γ a razão giromagnética. Note que (\mathbf{z}) é a direção do girovetor \mathbf{G} perpendicular ao plano da linha. Se o campo magnético é aplicado paralelo ao eixo, o núcleo tende a se deslocar ao longo da linha com velocidade na direção $+\mathbf{x}$. Pelo produto vetorial dado para a

força girotrópica na equação 2.34, o núcleo é puxado para a borda da linha na direção $\pm y$. Considere a parede de vórtice com núcleo de polarização $p = +1$ se deslocando com velocidade v na direção x . O vetor \mathbf{G} tem direção oposta a da polaridade, ou seja, em $-z$. Pela equação 2.34 a força girotrópica resultante irá apontar na direção $-y$. Por outro lado, se a polaridade do núcleo é $p = -1$, o girovetor \mathbf{G} tem direção $+z$ e a força girotrópica terá direção $+y$. O movimento do núcleo na borda de cima e de baixo da linha dependerá da polaridade, veja Figura. 2.8.

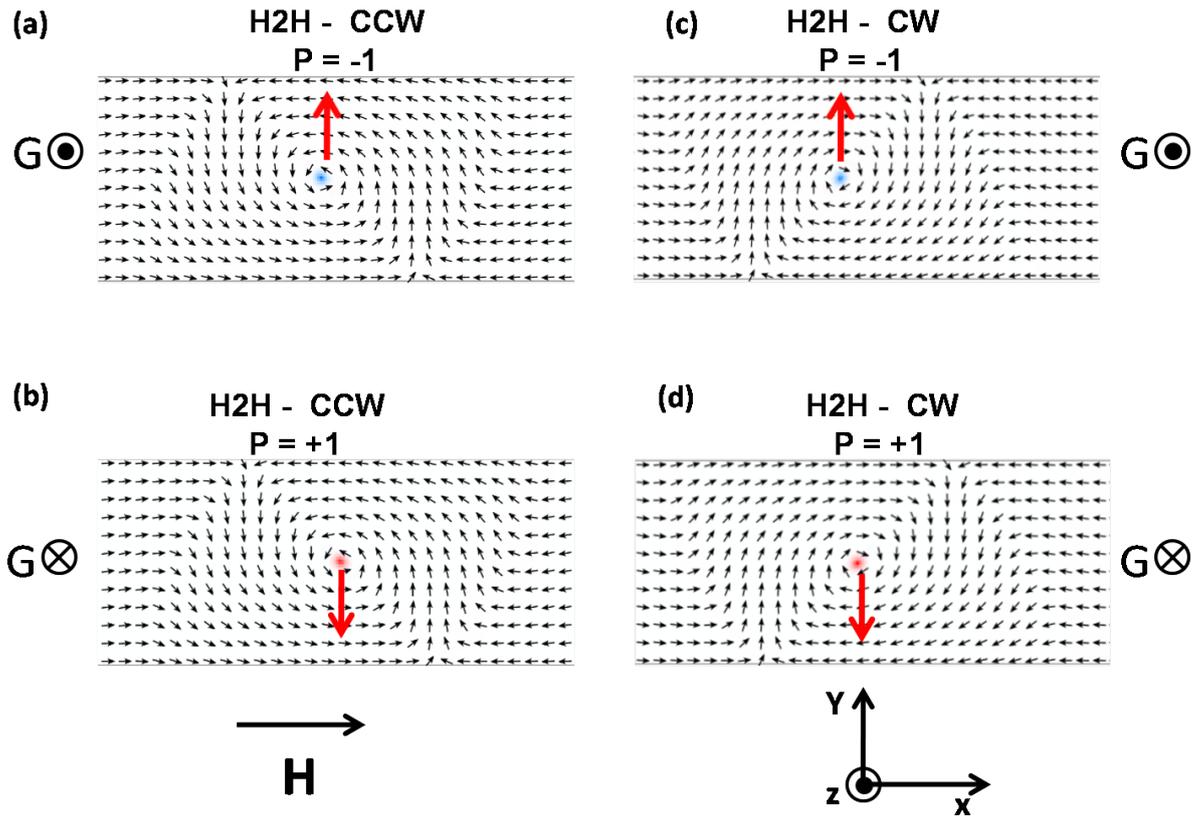


Figura 2.8: Deslocamento do núcleo na direção $\pm y$ transversal ao eixo da linha. A força girotrópica é a responsável por deslocar o núcleo nesta direção. A direção do deslocamento depende da polaridade do núcleo. Para ambas circulações CW e CCW, o núcleo com polaridade $p = +1$ é deslocado na direção $-y$. O oposto ocorre para o núcleo de polaridade $p = -1$ deslocado na direção $+y$. As setas em vermelho no centro da parede indicam a direção do deslocamento do vórtice para cada combinação de circulação e polaridade.

Se o núcleo se desloca para a borda de cima ou de baixo da linha pela ação da força girotrópica, o vórtice deveria se deslocar em uma das bordas. Este deslocamento dependeria apenas da polaridade do núcleo. No entanto, o núcleo troca de polaridade próximo a bordo da linha e é puxado para o centro. Isto sugere que existe uma força de restauração que age no núcleo para mantê-lo no centro da linha a meia distância entre as bordas.

Thiele propôs uma derivação que fornece a explicação para o deslocamento do núcleo do vórtice. Ele mostrou que o núcleo do vórtice tem um movimento equivalente a um sistema massa-mola na qual uma força proporcional ao deslocamento tende a restaurá-la para posição de equilíbrio, [45]. Nesta derivação do movimento do vórtice, considerou a força do campo magnético que inverte a magnetização dos domínios deslocando a parede de vórtice na direção do eixo da linha contribuindo para o balanço energético. Para o núcleo do vórtice posicionado em (\mathbf{x}, \mathbf{y}) , a energia potencial será dada por,

$$U(x, y) = -QHx + \frac{Ky^2}{2}. \quad (2.35)$$

O primeiro termo da equação 2.35 está relacionado com a energia Zeeman. O campo magnético desloca a parede de δ_x e como consequência o comprimento dos domínios será alterado por $X = \delta_x - \delta_{-x}$. O resultado para a energia Zeeman será,

$$E_Z = -\mu_0 \int H.M dV = -QHx \quad (2.36)$$

onde $Q = \mu_0 MtL$, com t igual a espessura do filme magnético, L a largura do nanofio.

O segundo termo na equação 2.35 é a energia potencial elástica que tende a restaurar o vórtice para posição de equilíbrio no centro da linha. Semelhante ao sistema massa-mola, K é uma constante de restauração, enquanto y é o deslocamento.

Da equação 2.35 é possível obter a força na direção dos domínios devido a energia Zeeman,

$$F_x = -\frac{\partial U}{\partial x} \quad (2.37)$$

$$F_x = QH. \quad (2.38)$$

O movimento do núcleo transversal ao eixo da linha \mathbf{y} implica numa velocidade v_y nesta direção. O núcleo experimenta uma força girotrópica na direção \mathbf{x} devido a velocidade v_y ,

$$F_{G_x} = pGv_y. \quad (2.39)$$

As equações 2.38 e 2.39 têm interpretações interessantes para o movimento da parede de domínio. Primeiro a equação 2.38 é independente das propriedades magnéticas da parede

enquanto que a direção da força girotrópica na equação 2.39 é dependente da polaridade do núcleo. A força girotrópica F_{G_x} pode se opor a a força Zeeman F_x e no instante em que as intensidades são iguais a resultante deve ser zero. Igualando as duas forças na direção do eixo da linha, a velocidade v_y do núcleo pode ser obtida como,

$$pGv_y = QH \quad (2.40)$$

$$v_y = -\frac{pQH}{G}. \quad (2.41)$$

Substituindo Q e G na equação 2.41 a velocidade transversal será dada por,

$$v_y = \frac{p\gamma\mu_0 H.L}{\pi}. \quad (2.42)$$

A velocidade transversal do núcleo é proporcional ao campo magnético \mathbf{H} e da largura l da linha. Na equação 2.42 o valor da polaridade é considerado em módulo. Nota se que existe uma velocidade limite na qual o núcleo se desloca transversal ao eixo da linha. O núcleo atinge a velocidade limite próximo as bordas da linha e inverte sua polaridade. Se por exemplo, o núcleo inverte sua polaridade na borda de cima irá se deslocar para a borda de baixo.

Outro importante parâmetro que pode ser obtido é o tempo ou período no qual o vórtice se desloca do centro da linha para as bordas de baixo ou de cima. Considerando $l/2$ a distância transversal para $+\mathbf{y}$ e $-l/2$ para $-\mathbf{y}$ vem que.

$$T = \frac{l}{2v_y} \quad (2.43)$$

$$T = \frac{\pi}{\gamma\mu_0 H} \quad (2.44)$$

T é O período no qual o núcleo se move transversal ao eixo da linha na direção \mathbf{y} . Nota se que o período é inversamente proporcional ao campo magnético.

2.5 Defeitos topológicos em linhas magnéticas

Até aqui foi apresentado as principais propriedades magnéticas da parede de domínio no caso especial do tipo vórtice. Na parede de vórtice os momentos magnéticos dentro da parede circulam ao redor de uma região chamada de núcleo. Os momentos magnéticos ao redor do núcleo estão no plano da linha com circulação no sentido horário (CW) e anti-horário (CCW). O núcleo localizado no centro da parede tem direção dos momentos

magnéticos perpendicular ao plano da linha. O núcleo é caracterizado pela polaridade $p = \pm 1$. A parede vórtice pode ser do tipo H_2H e T_2T .

Parede de domínio em linhas são também caracterizadas por defeitos topológicos. Geralmente, são utilizados conceitos de “winding number” (número de enrolamento) para classificar o tipo de defeito que forma a estrutura interna da parede. O número de enrolamento é definido como um parâmetro espacial que pode ser tomado como uma circunferência no espaço- θ , onde θ é definido como o ângulo entre a magnetização e uma dada direção fixa no filme magnético [47, 48, 49]. O número total de vezes que a circunferência é feita em torno do defeito será representado pelo número de enrolamento.

Tchernysyov [47] foi quem primeiro utilizou os conceitos de defeitos topológicos para paredes de domínio em linhas. Os defeitos topológicos foram classificados em bulk (volume) e de (edge) borda. O número de enrolamento para um defeito de volume é definido pela integral,

$$n_{vol} = \frac{1}{2\pi} \oint \nabla \theta \cdot d\mathbf{r}. \quad (2.45)$$

Na equação 2.45, a circunferência ao redor do defeito de volume é 2π . A equação 2.45 é facilmente resolvida pela integral,

$$n_{vol} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{d\theta}{d\mathbf{r}} d\mathbf{r}. \quad (2.46)$$

$$n_{vol} = \pm 1 \quad (2.47)$$

O número de enrolamento para o defeito de volume toma valores ± 1 . Este valor será dado pelo sentido da circunferência ao redor do defeito. Se a circunferência ao redor do defeito é feita no sentido anti-horário o valor de $n_{vol} = 1$. Se a circunferência é feita no sentido oposto, horário, o valor de $n_{vol} = -1$.

O número de enrolamento para defeitos nas bordas da linha é calculado pela integral,

$$n_{borda} = -\frac{1}{2\pi} \oint (\theta - \theta_T) \cdot d\mathbf{r}. \quad (2.48)$$

O ângulo θ_T tem direção tangente a borda. A circunferência ao redor do defeito na borda é π . Resolvendo a integral na equação 2.48 o número de enrolamento do defeito de borda será dado por,

$$n_{borda} = \pm \frac{1}{2} \quad (2.49)$$

As considerações feitas acima no sentido da circunferência ao redor do defeito são validas para calcular o valor do número de enrolamento na borda. Defeitos topológicos em paredes

de vórtice são determinados por singularidades presentes na sua estrutura interna. Os defeitos são localizados no centro da parede de vórtice e nas bordas da linha, veja o exemplo da Figura. 2.9.

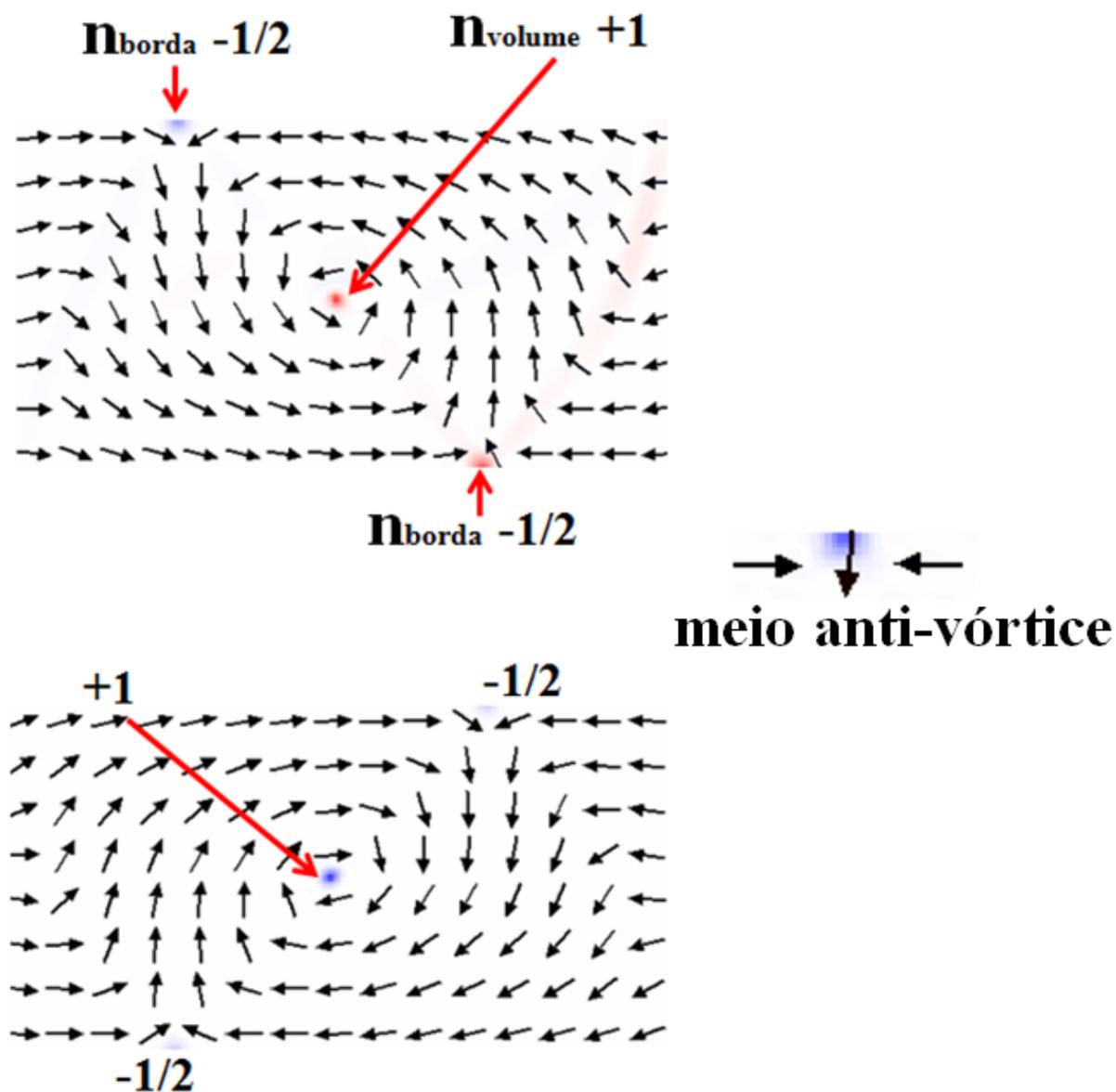


Figura 2.9: Defeitos topológicos localizados no centro e nas bordas da linha. O número de enrolamento identifica o defeito de volume e de borda. A posição dos defeitos nas bordas da linha depende da circulação da parede de vórtice.

O núcleo da parede de vórtice é um defeito de volume com número de enrolamento $+1$ independente da combinação polaridade e circulação. O número de enrolamento nas bordas da linha é $-1/2$. Os defeitos nas bordas da linha surgem como meio anti-vórtice [47]. No anti-vórtice os momentos magnéticos são distribuídos ao redor do núcleo. Os momentos magnéticos apontam em direção ao núcleo. Os momentos magnéticos de direção perpendicular a este apontam na direção oposta ao núcleo. Um exemplo simples de um meio anti-vórtice na borda da linha é apresentado na Figura. 2.9. O número de enrolamento do anti-vórtice é -1 [47, 49].

A textura magnética da parede de domínio dada por defeitos topológicos implica numa importante propriedade. A soma de cada número de enrolamento dos defeitos na parede deve ser igual a zero. No movimento da parede de domínio na linha esta propriedade deve ser conservada [47, 48, 49]. A simples equação que representa a conservação do número de enrolamento da parede de domínio é dada por,

$$n_{borda} + n_{bordo} = 0. \quad (2.50)$$

Para a parede de vórtice, o número de enrolamento dos defeitos nas bordas é $-1/2$. O defeito de volume tem número de enrolamento $+1$. Estes valores somados na equação 2.50 será dado por,

$$-\frac{1}{2} - \frac{1}{2} + 1 = 0. \quad (2.51)$$

e a conservação do número de enrolamento não é violada. Esta propriedade deve se manter conservada quando o campo magnético for aplicado na linha. Para isto, a parede de vórtice se move na linha carregando os defeitos na borda e o de volume.

2.5.1 Linhas de cargas magnéticas

Os defeitos topológicos na linha são distribuídos no centro da parede de vórtice e nas bordas da linha. Uma linha de cargas magnéticas é ligado a um dos defeitos na borda. A linha de cargas faz uma diagonal com as bordas em $\approx 45^\circ$. A localização da linha de cargas magnéticas depende da circulação da parede de vórtice, veja Figura. 2.10. No movimento da parede de vórtice induzido pelo campo magnético, está linha de cargas magnéticas se move ao longo do eixo. A linha de cargas magnéticas tem direção de magnetização perpendicular ao plano da linha. Geralmente, a linha de cargas e o defeito na borda conectados na parede de vórtice tem a mesma direção de magnetização.

Todas as propriedades magnéticas da parede de vórtice apresentadas neste capítulo serão de fundamental importância para o entendimento dos efeitos observados experimentalmente. Alguns detalhes não foram explorados e serão aprofundados no Capítulo. 6 que trata dos resultados obtidos do movimento da parede de vórtice em linhas. Novos efeitos da dinâmica do movimento da parede de vórtice foram determinados neste trabalho com base no que foi apresentado nesta seção.

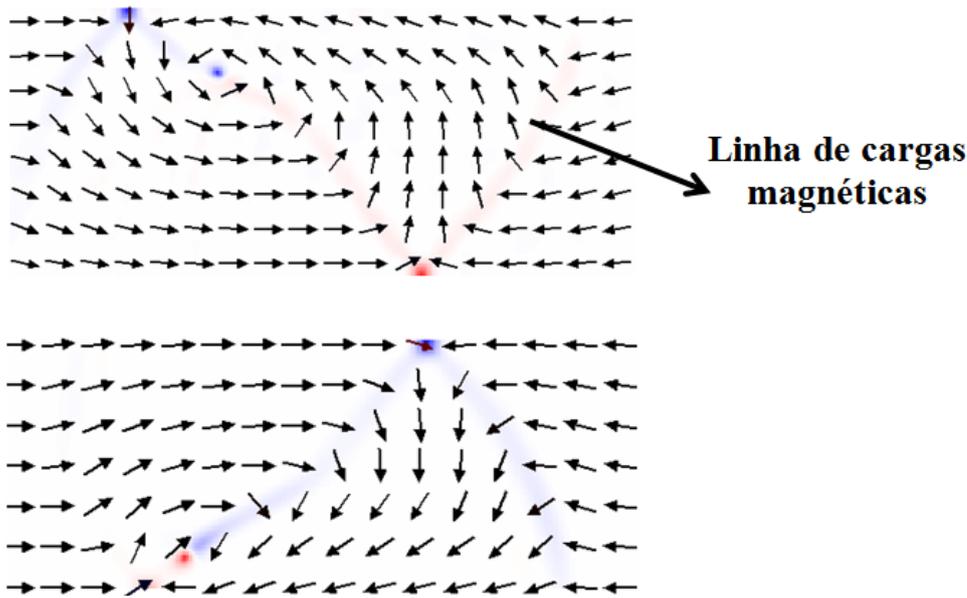


Figura 2.10: Linha de cargas magnéticas observada no movimento da parede de vórtice ao longo da linha. Um dos defeitos nas bordas é conectado a linha de cargas.

2.6 Simulações Micromagnéticas: O código mumax³

Nesta seção será brevemente mencionado acerca do código utilizado para realizar as simulações micromagnéticas. As simulações feitas para auxiliar a interpretação dos resultados experimentais foram inicialmente realizadas pelo conhecido programa de simulação micromagnética OOMMF (Object Oriented MicroMagnetic Framework) [44]. No entanto, o número de simulações necessárias para investigar os diferentes processos magnéticos em estruturas de variadas geometrias exigiram uma maior velocidade na obtenção dos resultados. Apesar de muito utilizado para resolver uma série de problemas envolvendo a dinâmica da magnetização, o OOMMF tem uma limitação na velocidade em que as simulações são realizadas. Uma alternativa para acelerar o tempo em que as simulações são obtidas foi utilizar um novo código denominando **Mumax³**. A performance da simulação com o **Mumax³** é destacada pelo programa rodar no acelerador GPU. As simulações são realizadas com uma velocidade 100x maior que os programa que rodam na tradicional CPU.

O **Mumax³** foi desenvolvido na DyNaMat e o código foi escrito por Arne Vanteenkiste [44]. Uma das vantagens do programa é a facilidade em obter diferentes estruturas magnéticas como paredes de domínio transversal, vórtice, Block, Néel e outras configurações magnéticas como Skyrmions. As condições iniciais e escolha da geometria são outras características de fácil implementação. O programa resolve a equação de Landau-Lifhitz-Gilbert calculando a interação entre os momentos magnéticos em células com o tamanho da ordem do comprimento de troca do material. Nas células cada vetor magnetização \mathbf{m} é considerado uniforme. Os parâmetros das simulações feitas neste trabalho para Py são: Constante de troca $A = 13 \times 10^{-12}$ J/m, magnetização de sa-

turação $M_s=860\times 10^3$ A/m, e damping $\alpha = 0.5$ (condição estática) e $\alpha = 0.005$ (condição dinâmica). Agora que foi abordado brevemente como as simulações são obtidas é possível mencionar acerca das simulações em maiores detalhes. Isto será feito como já foi dito no capítulo. 6.

Capítulo 3

Efeito Kerr Magneto-Óptico

3.1 História e Fenomenologia

Efeitos que alteram as propriedades ópticas da luz (polarização, reflexão, refração) na propagação em um meio magnético recebem o nome de efeitos magneto-ópticos. As primeiras evidências de efeitos magneto-ópticos foram descobertas no século 19. A descoberta veio de forma inesperada quando se buscava entender as relações entre luz e outros tipos de forças. A pesquisa era conduzida para encontrar os efeitos da interação da luz com o campo elétrico mas os resultados obtidos não indicavam nenhuma mudança nas características da luz. Um dos maiores físicos experimentais da época, Michael Faraday (1791 - 1867), estava conduzindo na Royal Institution of Great Britain sua pesquisa na relação entre luz e eletricidade [50, 51]. Michael Faraday tinha por hábito manter um diário em que descrevia os experimentos de forma completa e detalhada [51]. Em uma das muitas de suas experiências, relatou em seu diário de laboratório, uma falha ao encontrar uma mudança na polarização da luz passando através de um líquido que estava em processo de eletrólise. Esta experiência foi realizada em 30 de Agosto de 1845 [50, 51]. No entanto, o que era uma falha para Faraday acabou sendo uma grande descoberta quando no mesmo ano, em 13 de Setembro, realizou a seguinte experiência: Faraday fez passar um feixe de luz por um pedaço de vidro posto entre os polos de um eletromagneto e verificou que o campo magnético afetava a polarização da luz [51]. Ele continuou a pesquisa e adquiriu um eletromagneto mais potente e de suas experiências concluiu que: o campo magnético fez girar o plano de polarização por um ângulo dependente da intensidade do campo magnético. Faraday escreveu em seu diário que aquele foi um “excelente dia de trabalho”. Esta foi a primeira manifestação de efeitos magneto-ópticos denominado como Efeito Faraday.

Passados 32 anos das experiências realizadas por Faraday, outro efeito magneto-óptico semelhante foi descoberto por John Kerr (1824-1907). Kerr estava examinando, em 1877,

na Free Church Training College, em Glasgow, a polarização da luz refletida de um metal magnético polido [52]. Ao longo de sua pesquisa escreveu: “Fui levado, algum tempo a pensar, e é muito provável que, se um feixe de luz polarizada for refletida sobre condições apropriadas da superfície de um ferro intensamente magnetizado teria o plano de polarização girado de um sensível ângulo no processo de reflexão”. Kerr estava correto e confirmou a sua perspectiva através de seus experimentos. Basicamente, sua montagem experimental consistia de um eletroímã, uma fonte de luz, e dois polarizadores no qual um foi colocado entre a fonte de luz e o eletroímã e o outro entre o eletroímã e um observador. De suas experiências concluiu que o plano de polarização da luz, após refletida pela amostra, era girado de um pequeno ângulo sensível à magnetização.

Em 1898, Kerr recebeu a Royal Medal por sua pesquisa que ficou entre as mais importantes relacionados à efeitos de interação da luz com um meio magnetizado desde as descobertas feitas por Michael Faraday. Curiosamente, quando foi presenteado com a Royal Medal, o apresentador dizia estar muito contente com o que Kerr tinha aprendido de um aparelho relativamente simples e ineficaz. A resposta que Kerr deu ao apresentador foi: “Simples este aparato experimental pode ser, mas não ineficaz, rude, mas não cruel” [53, 54]. A afirmação feita por Kerr tornou a natureza da técnica uma das mais utilizadas especialmente quando comparada à técnicas convencionais. Por exemplo, o VSM (Vibrating sample magnetometer) e SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) são sensíveis ao volume magnético da amostra. O efeito Kerr magneto-óptico é sensível a qualquer uma das três diferentes direções de magnetização de acordo com o arranjo experimental. Além disso, novas implementações têm sido feitas para sondar pequenas regiões da amostra usando feixe de luz focalizado, o que é um limite imposto por outras técnicas.

Nas próximas seções são abordados aspectos da origem física dos efeitos magneto-ópticos sobre uma visão clássica que usa argumentos da teoria eletromagnética. Outra abordagem é feita para explicar os efeitos magneto-ópticos à luz da mecânica quântica. Ambos modelos descrevem as propriedades que dão origens aos efeitos magneto-ópticos.

3.2 Origem dos efeitos magneto-ópticos - Formalismo Microscópico

Após a descoberta de Faraday, Sir William Thomson, em 1856, ofereceu uma explicação semi-clássica para o efeito Faraday argumentando que partículas do meio submetidas ao campo magnético externo se movem em trajetórias circulares e em direções opostas [55]. Estas partículas do ponto de vista moderno são os elétrons, e naquele momento não tinham sido descobertos. A onda eletromagnética é composta por campos elétricos e magnéticos. Quando se trata da luz é comum investigar suas propriedades analisando o campo elétrico. Por exemplo, luz linearmente polarizada pode ser decomposta em duas ondas polarizada à esquerda e direita.

$$E_x^2 + E_y^2 = E_0^2 \quad (3.1)$$

O campo elétrico da luz gera um movimento nos elétrons do meio magnetizado. Se a luz é LCE (circular à esquerda) os elétrons se movem numa trajetória circular à esquerda, no caso contrário, LCD (circular à direita) os elétrons se movem numa trajetória circular à direita, e a amplitude destas trajetórias são iguais. Isto é verdade desde que nenhum campo magnético seja aplicado no meio. Se um campo magnético for aplicado na direção de propagação da luz, cada elétron experimenta uma força adicional conhecida como Força de Lorentz, $q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, onde q é a carga do elétron, \mathbf{v} a velocidade, e \mathbf{B} o campo magnético externo. Esta força agindo no elétron que se move em trajetória circular irá apontar para o centro da trajetória. Como consequência os raios das trajetórias são reduzidos ou expandidos, dependendo se a trajetória dos elétrons é circular à direita ou esquerda. A redução e expansão no raio da trajetória farão com que os elétrons tenham velocidades diferentes [54]. Os índices de refração para luz circular à esquerda será $n_e = V_e/c$ e para luz circular à direita $n_d = V_d/c$. A absorção da luz pelo material se dá de maneira diferente para cada uma delas dando origem ao dicroísmo circular. Após emergir do meio, a luz decomposta em circular à direita e esquerda é recombinada em linear, mas as diferentes velocidades gera uma diferença de fase entre elas, resultando na rotação do ângulo linear de polarização. A visão semi-clássica proposta por Thomson explica os efeitos que alteram a polarização da luz observada por Faraday.

Posteriormente a Thomson, uma descrição quântica dos efeitos magneto-ópticos foi dada por H. R. Hulme, em 1932, ao investigar efeitos magneto-ópticos em materiais ferromagnéticos [56]. Os mecanismos que envolvem esta descrição são complexos fugindo do objetivo deste trabalho, tendo aqui uma abordagem simplificada. Hulme usou o modelo de Heisenberg para calcular os índices de refração da luz circular à esquerda e à direita. No modelo cada átomo possui um elétron no estado s . Por simplicidade, um dos estados microscópicos do modelo foi escolhido para que todos os átomos estivessem no menor estado de energia. Assim, considerou uma transição de energia quando um fóton de luz circular à esquerda ou à direita é absorvido. A diferença de energia do sistema é diferente devido à interação spin-órbita [54]. A interação spin-órbita surge do acoplamento do spin do elétron com o seu próprio movimento. Este acoplamento spin-órbita dado por $(\nabla V \times \mathbf{p}) \cdot \mathbf{s}$, resulta da interação do spin e o campo magnético que o elétron “vê” quando se move através do campo elétrico $-\nabla V$ com momento linear \mathbf{p} . As propriedades magnéticas e ópticas que geram os efeitos magneto-ópticos são conectadas através desta interação. A interação spin-órbita pode ser identificada como um potencial vetor magnético $s \times (\nabla V)$, onde foi utilizado a identidade $(\nabla V \times \mathbf{p}) \cdot \mathbf{s} = \mathbf{p} \cdot (s \times (\nabla V))$. Este potencial age no movimento do elétron mudando sua velocidade e energia. A interação spin-órbita não é muito forte em materiais não magnéticos devido ao número igual de elétrons spin-up (para cima) e spin-down (para baixo). Em materiais ferromagnéticos este efeito se manifesta devido ao desbalanço na população dos spins. Hulme calculou o índice de refração da luz polarizada à esquerda e à direita pelo espaçamento dos níveis de energia causados pela interação spin-órbita [54]. Mas a teoria de Hulme tinha uma falha por considerar que a função de onda do sistema não muda devido a interação spin-órbita. Foi Kittel quem explorou as mudanças na função de onda devido a interação spin órbita e calculou corretamente a

ordem de magnitude na diferença dos índices de refração [57]. Por fim, Argyres deu uma derivação completa dos efeitos magneto-ópticos para materiais ferromagnéticos usando a teoria de perturbação [58].

3.3 Formalismo Macroscópico

Como foi abordado na seção anterior, luz linearmente polarizada pode ser decomposta em duas componentes circularmente polarizadas. A origem dos efeitos magneto-ópticos (Faraday e Kerr) estão relacionados as diferentes velocidades de propagação da luz circular à esquerda e à direita. Muitos trabalhos descrevem o efeito Faraday e Kerr com diferentes abordagens. Aqui a abordagem será feita segundo o formalismo de Jones [59, 60, 61]. No formalismo de Jones, o campo elétrico da luz circularmente polarizada é representado por um vetor coluna. Considere a luz linearmente polarizada que atravessa um meio magnetizado de espessura \mathbf{L} . O vetor Jones para as componentes da luz circular à direita e esquerda são dados por,

$$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}_I = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}_{LCD} + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}_{LCE} \quad (3.2)$$

O primeiro termo da equação 3.2 é o vetor campo elétrico incidente polarizado na direção \mathbf{x} , o segundo termo representa a luz circular à direita e o terceiro termo luz circular à esquerda. Após atravessar a distância \mathbf{L} através do meio magnetizado, as amplitudes do campo elétrico transmitido no meio são dadas por,

$$E_T = \frac{e^{ik_d L}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} + \frac{ie^{ik_e L}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

onde K_d e K_e são os números de onda da luz circular à direita e à esquerda.

A equação 3.3 pode ser reescrita como,

$$E_T = \left(\frac{e^{(ik_d - iK_e) \frac{L}{2}}}{2} \right) \left(\frac{e^{(ik_d - iK_e) \frac{L}{2}}}{2} \right) \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} + \frac{e^{(ik_d - iK_e) \frac{L}{2}}}{2} \frac{e^{(-ik_d + iK_e) \frac{L}{2}}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

e da equação 3.4 são definidas duas quantidades físicas,

$$\Psi = \frac{(k_d + K_e)L}{2} \quad (3.5)$$

$$\theta = \frac{(k_d - K_e)L}{2} \quad (3.6)$$

que substituídas na equação 3.4 resultam em,

$$E_T = \frac{e^{i\psi}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} e^{i\theta} + \frac{e^{i\psi}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} e^{-i\theta} \quad (3.7)$$

As quantidades físicas ψ e θ são as fase e rotação do campo elétrico da luz transmitida após se propagar por uma distância L no meio magnetizado. Utilizando a equação de Euler,

$$e^{i\theta} = \cos\theta + i\sin\theta \quad (3.8)$$

$$e^{-i\theta} = \cos\theta - i\sin\theta \quad (3.9)$$

e substituindo na equação 3.7, após simples cálculos de matrizes vem que,

$$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = e^{i\psi} \begin{bmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

que representa uma onda linearmente polarizada.

O primeiro termo representa as componentes do campo elétrico transmitido. O segundo termo mostra que a direção de polarização é inclinada de um ângulo θ em relação ao plano de polarização original. Isto é o que ocorre a luz linearmente polarizada ao interagir com a magnetização do meio. Os efeitos magneto-ópticos Faraday e Kerr produzem esta rotação do plano de polarização da luz transmitida ou refletida pelo meio magnetizado.

Os números de onda da luz circular à direita e à esquerda são dados pelas equações,

$$K_d = \frac{N_d\omega}{c} \quad (3.11)$$

$$K_e = \frac{N_e\omega}{c} \quad (3.12)$$

que substituídas na equação 3.6 se torna,

$$\theta = \frac{L}{2} \left(\frac{N_d\omega}{c} - \frac{N_e\omega}{c} \right) \quad (3.13)$$

e a equação 3.13 pode ser simplificada usando a relação,

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (3.14)$$

que substituída na equação 3.13 fornece a relação para θ ,

$$\theta = \frac{(N_r - N_l)\pi L}{\lambda} \quad (3.15)$$

que é a rotação do plano de polarização da luz. A rotação θ é proporcional ao comprimento L do meio em que a luz se propaga e inversamente proporcional ao comprimento de onda. É também, dependente dos índices de refração da luz circular à esquerda e à direita.

Com o formalismo de Jones que descreve os campos elétricos da luz é possível obter as quantidades que modificam a polarização da luz e caracterizam os efeitos magneto-ópticos. Outros argumentos e formalismos podem ser usados para explicar os fenômenos magneto-ópticos com resultados semelhantes levando a mesma interpretação dada aqui. Agora que foi discutido a origem dos efeitos magneto-ópticos é possível fazer uma primeira abordagem experimental do efeito. Na próxima seção é apresentada as diferentes configurações no qual os efeitos magneto-ópticos podem ser medidos, em particular para o efeito Kerr..

3.4 Geometria MOKE

Nas seções anteriores foram abordados aspectos que levam as origens dos efeitos magneto-ópticos e os mecanismos que determinam as mudanças nas propriedades ópticas da luz na interação com um meio magnético. Esta interação afeta a polarização da luz após ser transmitida ou refletida por um meio magnético. Os efeitos que afetam a polarização da luz estão diretamente ligados a magnetização.

A natureza do efeito Kerr depende da direção de magnetização relativa ao plano de polarização da luz. Existem três diferentes geometrias que podem ser construídas para medir variações de uma única componente da magnetização. As geometrias são conhecidas como efeito Kerr longitudinal (L - MOKE), efeito Kerr polar (P - MOKE) e efeito Kerr transversal (T - MOKE), veja figura.3.1. Se a magnetização é paralela ao plano da amostra e ao plano de polarização da luz o efeito Kerr é longitudinal. Se a magnetização é perpendicular a superfície da amostra e paralela ao plano de polarização o efeito Kerr é polar. Por último, se a magnetização é paralela ao plano da amostra e perpendicular ao plano de polarização da luz o efeito Kerr é transversal.

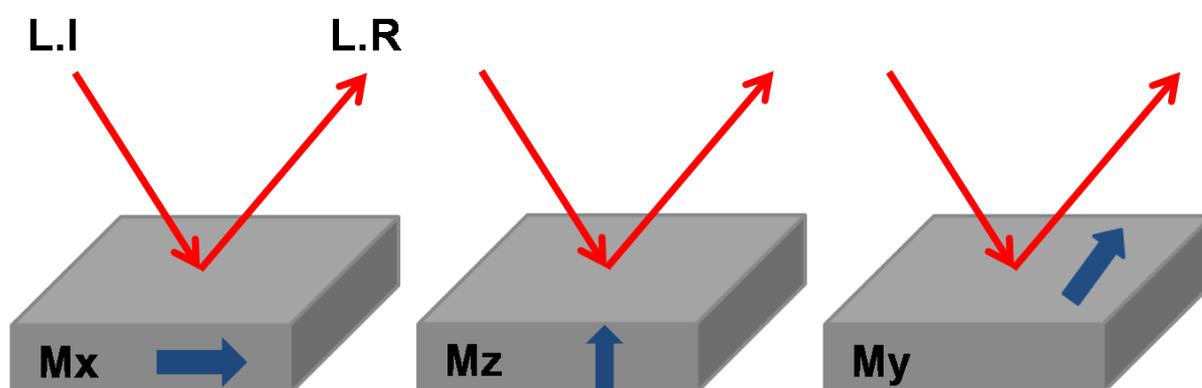


Figura 3.1: Esboço das configurações Kerr nos modos longitudinal, polar e transversal. O efeito é sensível a uma das três componentes da magnetização. L.I é a luz incidente e L.R luz refletida.

O L - MOKE e o P - MOKE são ambos sensíveis a rotação do plano de polarização da luz enquanto que o T - MOKE é sensível apenas a mudança de intensidade da luz. As três componentes da magnetização podem ser obtidas de maneira independente de cada uma das outras duas de acordo com o arranjo experimental. Para mostrar como os efeitos são distinguidos, a magnetização é considerada restrita ao plano da amostra.

Considere m_l a componente da magnetização para o efeito Kerr longitudinal e m_t a componente da magnetização para o efeito Kerr transversal. É comum obter a dependência dos campos elétricos com as direções de magnetização através dos coeficientes de reflexão de Fresnel [54, 59]. Os coeficientes de reflexão de Fresnel ligam os campos elétricos incidentes e refletidos para cada polarização e para o efeito Kerr longitudinal são relacionados por [62],

$$r_{xx}^l = \frac{n\beta - \beta'}{n\beta + \beta'} \quad (3.16)$$

$$r_{yy}^l = \frac{\beta - n\beta'}{\beta + n\beta'} \quad (3.17)$$

$$r_{xy}^l = r_{yx}^l = \frac{\beta K}{n^2 \beta' (n\beta + \beta') (\beta + n\beta')} \quad (3.18)$$

e para o efeito Kerr transversal como,

$$r_{yy}^t = \frac{\beta - n\beta'}{\beta + n\beta'} \quad (3.19)$$

$$r_{xx}^t = \frac{\beta - n\beta'}{\beta + n\beta'} \left(1 + \frac{K \cdot \sin \theta}{n^2 (n^2 \cos^2(\theta - 1) + \sin^2 \theta)} \right) \quad (3.20)$$

$$r_{xy}^t = r_{yx}^t = 0. \quad (3.21)$$

Os elementos dos coeficientes de Fresnel são o ângulo de incidência θ medido do plano normal à superfície da amostra. O parâmetro K , é um elemento do tensor dielétrico dependente do parâmetro magneto-óptico de Voigt Q . O parâmetro de Voigt conecta a interação do campo eletromagnético da luz com os elétrons do material. Desta interação resulta que Q é proporcional a magnetização da amostra. As constantes $\beta = \cos \theta$ e $\beta' = \left(1 - \frac{\sin^2 \theta}{n^2} \right)^{\frac{1}{2}}$ são as relações matemáticas utilizadas para simplificar a equação. Os subscritos l e t denotam os coeficientes de reflexão para a direção longitudinal e transversal, respectivamente. Definidos os coeficientes de reflexão de Fresnel, o problema a ser resolvido passa a ser calcular o campo elétrico refletido pela amostra. Os campos elétricos incidentes e refletidos são conectados através dos coeficientes de Fresnel pela equação,

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}_R = \begin{bmatrix} r_{xx} & r_{xy} \\ r_{yx} & r_{yy} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}_I, \quad (3.22)$$

em que o lado esquerdo da equação 3.22 representa o campo elétrico refletido.

O lado direito relaciona o campo elétrico incidente com a matriz de reflexão Fresnel \mathbf{R} . O campo elétrico incidente é dado por,

$$E_I = E_0 \cos \theta_p (\mathbf{x}) + E_0 \sin \theta_p (\mathbf{y}) \quad (3.23)$$

onde θ_p é o ângulo do polarizador.

A matriz de reflexão Fresnel \mathbf{R} é escrita em termos das componentes da magnetização transversal e longitudinal como,

$$R = m_t^2 R^t + m_l^2 R^l \quad (3.24)$$

onde m_t e m_l são as magnetizações na direção transversal e longitudinal.

R^t e R^l são as matrizes de reflexão de Fresnel para os efeitos Kerr transversal e longitudinal. Substituindo 3.23 e 3.24 em 3.22 vem que.

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}_R = m_t^2 \begin{bmatrix} r_{xx}^t & r_{xy}^t \\ r_{yx}^t & r_{yy}^t \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_0 \cos \theta_p \\ E_0 \sin \theta_p \end{bmatrix}_I + m_l^2 \begin{bmatrix} r_{xx}^l & r_{xy}^l \\ r_{yx}^l & r_{yy}^l \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_0 \cos \theta_p \\ E_0 \sin \theta_p \end{bmatrix}_I \quad (3.25)$$

O campo elétrico da luz refletida na superfície da amostra pode ser calculado pela multiplicação de matrizes na equação acima. Para melhor interpretação, as componentes do campo elétrico na direção transversal e longitudinal são separadas. O resultado é dado por,

$$E_R = \begin{bmatrix} m_t^2 r_{xx}^t E_0 \cos \theta_p + m_t^2 r_{xy}^t E_0 \sin \theta_p \\ m_t^2 r_{yx}^t E_0 \cos \theta_p + m_t^2 r_{yy}^t E_0 \sin \theta_p \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} m_l^2 r_{xx}^l E_0 \cos \theta_p + m_l^2 r_{xy}^l E_0 \sin \theta_p \\ m_l^2 r_{yx}^l E_0 \cos \theta_p + m_l^2 r_{yy}^l E_0 \sin \theta_p \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

e equacionando para as componentes longitudinal e transversal a equação se torna,

$$E_R^l = m_t^2 r_{xx}^t E_0 \cos \theta_p + m_t^2 r_{xy}^t E_0 \sin \theta_p + m_l^2 r_{xx}^l E_0 \cos \theta_p + m_l^2 r_{xy}^l E_0 \sin \theta_p \quad (3.27)$$

$$E_R^t = m_t^2 r_{yx}^t E_0 \cos \theta_p + m_t^2 r_{yy}^t E_0 \sin \theta_p + m_l^2 r_{yx}^l E_0 \cos \theta_p + m_l^2 r_{yy}^l E_0 \sin \theta_p \quad (3.28)$$

As equações 3.27 e 3.28 são as amplitudes dos campos elétricos da luz refletida na superfície da amostra para as direções longitudinal e transversal. Para interpretar cada uma delas, é preciso identificar os elementos da matriz \mathbf{R} e definir o ângulo de polarização da luz incidente. Para a componente longitudinal do campo elétrico na equação 3.27 o segundo termo é nulo, pois $r_{xy}^t = 0$. Nas montagens experimentais é conveniente usar o polarizador para definir a direção do campo elétrico incidente na amostra. A Figura.3.2 ilustra a polarização do campo elétrico da luz incidente na superfície da amostra.

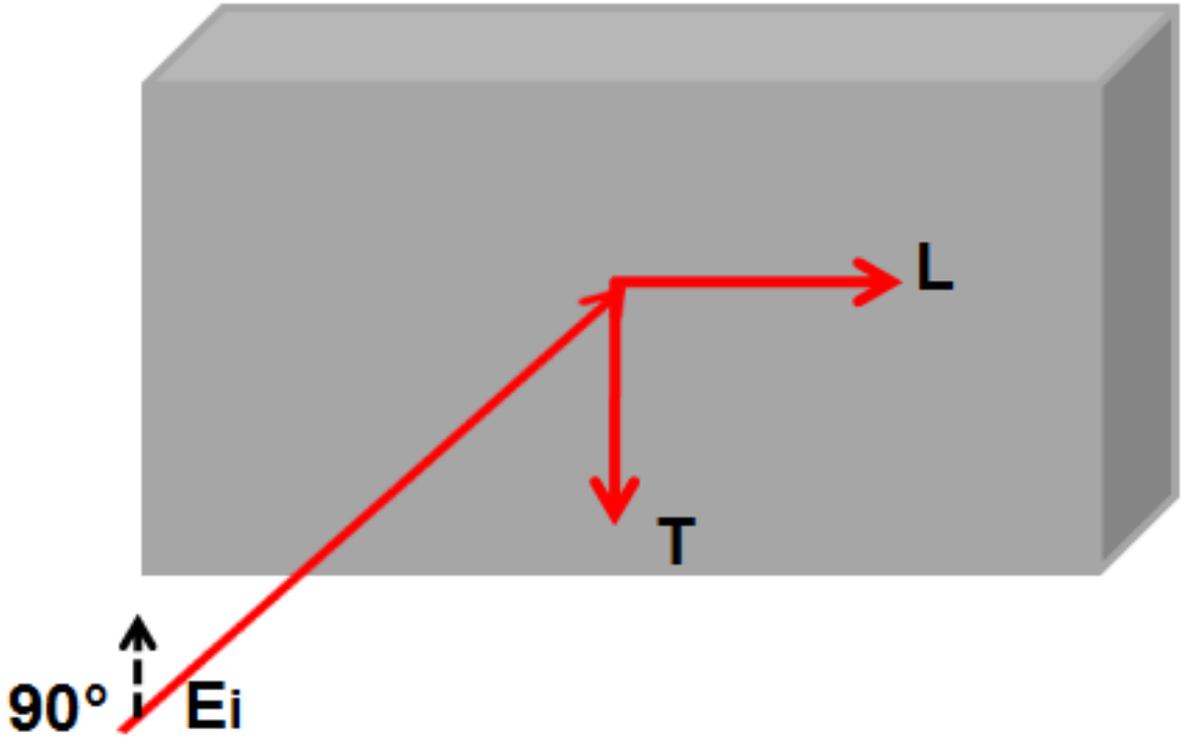


Figura 3.2: Configuração mostrando o campo elétrico da luz incidente polarizado em 90° . Na superfície da amostra, surge devido aos efeitos magneto-ópticos, uma componente do campo elétrico na direção longitudinal.

Se o campo elétrico da luz incidente na superfície da amostra é polarizado em $\theta_p = 90^\circ$ o campo elétrico refletido será dado por,

$$E_R^l = m_l^2 r_{xy}^l E_0, \quad (3.29)$$

dependente dos termos m_l e r_{xy}^l .

E_R^l é sensível a variações da componente da magnetização m_l paralela ao plano de incidência - reflexão característico do efeito Kerr longitudinal. É possível medir apenas esta componente da magnetização com a escolha apropriada do arranjo experimental. É interessante notar que mesmo o campo elétrico incidente polarizado em $\theta_p = 90^\circ$, surge na reflexão da luz uma componente do campo elétrico na direção longitudinal **l**.

Para a componente do campo elétrico transversal o primeiro termo na equação 3.28 é nulo, pois $r_{yx}^t = 0$. Se a magnetização é considerada restrita ao plano, a relação entre m_t e m_l é dada por,

$$m_t^2 + m_l^2 = 1 \quad (3.30)$$

ou ainda,

$$m_t^2 = 1 - m_l^2 \quad (3.31)$$

e substituindo 3.31 em 3.28 a relação para o campo elétrico transversal se torna,

$$E_R^t = m_l^2 r_{yx}^l E_0 \cos\theta_p + r_{yy}^t E_0 \sin\theta_p \quad (3.32)$$

Para o ângulo do polarizador $\theta_p = 90^\circ$, o campo elétrico refletido na direção transversal será dado por,

$$E_R^t = r_{yy}^t E_0 \quad (3.33)$$

E_R^t é sensível as mudanças na intensidade da luz característica do efeito Kerr transversal. É interessante notar que a escolha do ângulo do polarizador em 0° muda as componentes dos campos elétricos refletido nas direções transversal e longitudinal.

$$E_R^t = m_l^2 r_{yx}^t E_0 \quad (3.34)$$

$$E_R^l = m_l^2 r_{xx}^t E_0 + m_l^2 r_{xx}^l E_0 \quad (3.35)$$

As componentes do campo elétrico da luz refletida na superfície da amostra são agora diferentes pela mudança do ângulo do polarizador. A componente do campo elétrico transversal E_R^t é dependente da magnetização m_l longitudinal. Para a componente do campo elétrico E_R^l a magnetização m_l e m_t são conectadas. Ou seja é possível detectar as duas componentes da magnetização no mesmo arranjo experimental pela escolha adequada do ângulo do polarizador.

Os campos elétricos da luz refletidos na superfície da amostra são determinados para ambas direções da magnetização transversal e longitudinal. O efeito Kerr longitudinal é de particular interesse neste trabalho pois foi esta a geometria implementada no sistema de medidas que será apresentado no próximo capítulo. Desde que E_R^l é sensível a componente paralela da magnetização, o sinal magneto-óptico deve ser maximizado para que seja possível investigar a magnetização em nanoestruturas individuais. No próximo capítulo os mecanismos que determinam a performance do sistema de medidas magneto-ópticas serão abordados.

Capítulo 4

Descrição do Sistema de Medidas Magneto Ópticas

4.1 Efeito Kerr Magneto-Óptico Focalizado

Neste capítulo será apresentado o sistema de medidas Kerr chamado ao longo do texto de F-MOKE (Efeito Kerr Magneto Óptico em modo Focalizado). Desenvolvi o F-MOKE na geometria longitudinal (magnetização paralela a amostra e ao plano de reflexão da luz) com o feixe luminoso focalizado na superfície da amostra. O sistema é capaz de medir ciclos de histerese magnética em estruturas de tamanho tão pequeno quanto 50nm.

Inspirado na montagem experimental, nas próximas seções será apresentada a análise da polarização da luz refletida pela superfície de um filme magnético abordando aspectos e efeitos que permitem obter uma boa relação sinal-ruído nas medidas. Em seguida é apresentada a atual configuração experimental do F-MOKE, destacando os elementos mecânicos, ópticos e eletrônicos do sistema. Por último, são explorados alguns aspectos relacionados à resolução espacial do diâmetro do feixe luminoso sobre a superfície da amostra. Isto foi de fundamental importância para o aumento da relação sinal-ruído das medidas Kerr permitindo obter ciclos de histerese em micro e nanoestruturas individuais.

4.1.1 Análise do Sinal Kerr

O sistema de medidas Kerr magneto - óptico tal como descrito no capítulo anterior pode ser construído em três diferentes geometrias. São elas: transversal, polar e longitudinal. Neste trabalho a geometria utilizada foi a longitudinal, e nesta seção é feita uma descrição do método utilizado para analisar a polarização da luz refletida de um filme magnético.

A escolha desta geometria foi feita para estudar processos magnéticos sensíveis a esta direção. O primeiro passo para o desenvolvimento do F-MOKE foi o de maximizar o sinal Kerr. Por isto, antes de apresentar o sistema é preciso mostrar como a medida do sinal Kerr foi obtida. Uma configuração ilustrativa de um sistema MOKE é apresentada na Figura.4.1 para auxiliar na compreensão da análise do sinal Kerr. Para detectá-lo com uma boa relação sinal-ruído, é necessário utilizar depois que a luz é refletida da amostra um analisador no qual será transmitida.

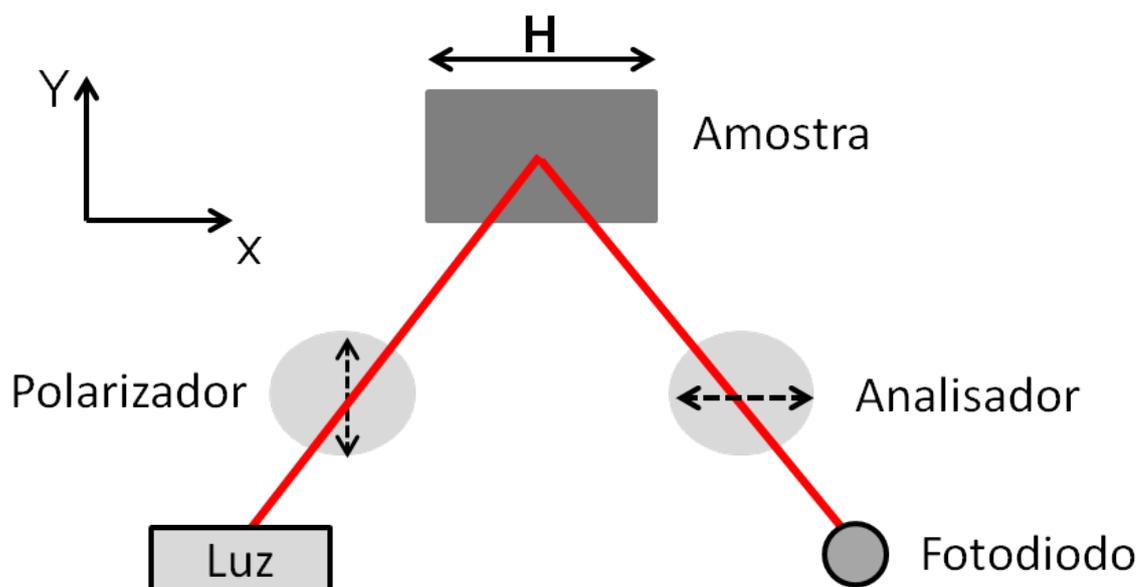


Figura 4.1: Figura ilustrativa com os principais componentes ópticos que compõem um sistema MOKE. O analisador é posicionado depois da amostra.

A detecção do sinal Kerr será feita através da análise da polarização da luz transmitida através do analisador posicionado depois da amostra. A luz atravessa o polarizador orientado na direção y , ou seja, em 90° . Após refletida pela amostra, a luz é transmitida no analisador orientado em um pequeno ângulo com a direção x quase em oposição com o polarizador. Esta é a disposição básica dos elementos ópticos do qual pode ser construído um MOKE longitudinal. Feitas estas considerações, um diagrama com os campos elétricos refletidos da amostra nas direções x e y é utilizado para analisar o sinal Kerr, veja Figura. 4.2. O diagrama mostra as amplitudes dos campos elétricos nas direções x e y para magnetização de saturação com sentidos opostos ao longo do eixo x (efeito longitudinal).

E_y é a componente do campo elétrico refletido pela superfície da amostra e é independente da magnetização. Esta componente tem a mesma direção do campo elétrico da luz incidente à amostra. E_x é a componente do campo elétrico dependente da magnetização. Para magnetização positiva o campo elétrico é definido como $+E_x$ e negativa como $-E_x$. Os ângulos são definidos de acordo com a orientação da magnetização e das amplitudes dos campos elétricos. A rotação Kerr $\pm \theta_K$, surge dos efeitos magneto-ópticos e o plano de polarização da luz após a reflexão é girado por este ângulo. A rotação Kerr

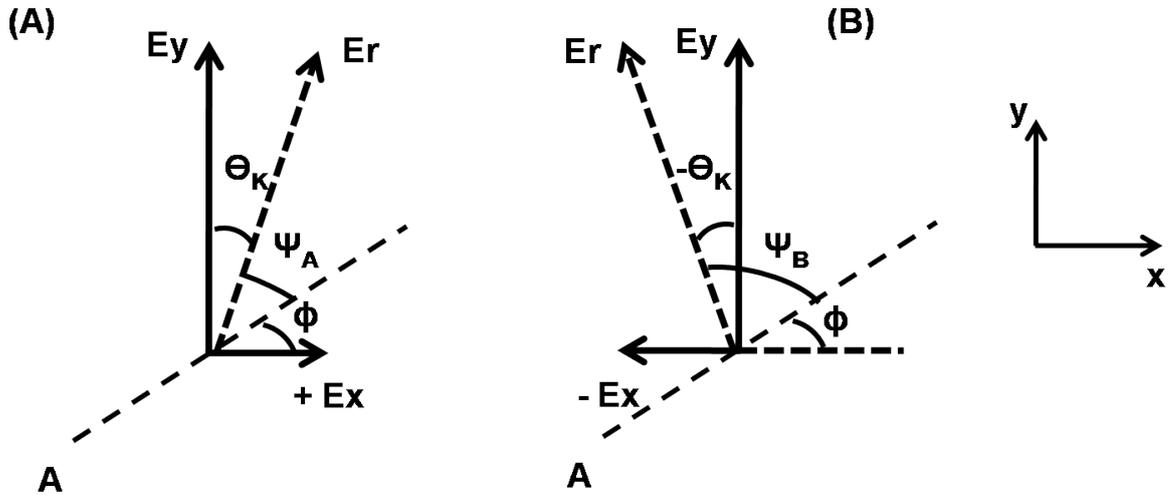


Figura 4.2: Diagrama com os vetores campo elétrico refletidos da superfície da amostra. O diagrama é feito para ambas direções de magnetização positiva e negativa.

tem o sentido horário se a magnetização é positiva e anti-horário se negativa. ψ_A e ψ_B marcam os ângulos do campo elétrico resultante E_r com o eixo do analisador, enquanto ϕ é o ângulo do analisador com relação ao plano de reflexão da luz. A rotação Kerr pode ser relacionada com as componentes do campo elétrico por $\tan(\theta_k) = E_x/E_y$. O sinal Kerr será determinado pelas amplitudes dos campos elétricos transmitidos através do analisador.

As amplitudes do campo elétrico E_x transmitido pelo analisador para direções positiva e negativa da magnetização são dadas por,

$$E_{T_A}^+ = E_r \cos(\psi_A), \quad (4.1)$$

$$E_{T_A}^+ = E_r \cos(90 - \phi - \theta_k), \quad (4.2)$$

$$E_{T_A}^+ = E_r \sin(\phi + \theta_k), \quad (4.3)$$

onde $\psi_A = 90 - \phi - \theta_k$ na equação 4.2 e foi usada a relação trigonométrica.

$$\cos(90 - \gamma) = \sin(\gamma), \quad (4.4)$$

$$\gamma = \phi + \theta_k \quad (4.5)$$

$E_{T_A}^+$ é a amplitude do campo elétrico transmitido pelo analisador para direção de magnetização positiva. Utilizando os mesmos argumentos geométricos e relações de trigonometria a amplitude do campo elétrico transmitida no analisador para direção de magnetização negativa é dada por,

$$E_{T_B}^- = E_r \sin(\phi - \theta_k), \quad (4.6)$$

onde $\psi_B = 90 - \phi + \theta_k$ e foi usada a relação trigonométrica,

$$\cos(90 - \beta) = \sin(\beta), \quad (4.7)$$

com $\beta = \phi - \theta_k$.

As amplitudes do campo elétrico transmitido pelo analisador são agora melhor interpretadas pelas intensidades,

$$I_A = (E_{T_A}^+)^2 = I_0 \sin^2(\phi + \theta_k), \quad (4.8)$$

$$I_B = (E_{T_A}^+)^2 = I_0 \sin^2(\phi - \theta_k), \quad (4.9)$$

onde I_0 é proporcional a E_r^2 .

As intensidades ópticas dadas por 4.8 e 4.9 são medidas por um fotodiodo e são dependentes de ϕ e da rotação θ_k . O sinal Kerr é definido pela razão entre a amplitude da diferença ΔI e a amplitude do valor médio I_m , com a magnetização saturada em campos magnéticos positivo e negativo. Esta razão fornece a resposta do sinal magneto-óptico. ΔI é definido como,

$$\Delta I = I_0 \sin^2(\phi + \theta_k) - I_0 \sin^2(\phi - \theta_k), \quad (4.10)$$

e usando as relações trigonométricas dadas por 4.11 e 4.12,

$$\sin^2(\phi + \theta_K) = \frac{1}{2} - \frac{\cos(2\phi)\cos(2\theta_K)}{2} + \frac{\sin(2\phi)\sin(2\theta_K)}{2}, \quad (4.11)$$

$$\sin^2(\phi - \theta_K) = \frac{1}{2} - \frac{\cos(2\phi)\cos(2\theta_K)}{2} - \frac{\sin(2\phi)\sin(2\theta_K)}{2}, \quad (4.12)$$

o resultado para ΔI é dado por.

$$\Delta I = I_0(\sin 2\phi)\sin 2\theta_K \quad (4.13)$$

A intensidade média I_m é definida como,

$$I_m = \frac{1}{2}(I_0 \sin^2(\phi + \theta_k) + I_0 \sin^2(\phi - \theta_k)), \quad (4.14)$$

e usando relações trigonométricas 4.11 e 4.12 resulta em,

$$I_m = \frac{I_0}{2}(1 - \cos(2\phi)\cos(2\theta_K)), \quad (4.15)$$

$$I_m = I_0 \sin^2(\phi), \quad (4.16)$$

onde para ambos ΔI e I_m foi usado a condição $\theta_k \approx 0$ na equação 4.13 e 4.15.

A diferença de intensidade e a intensidade média são dependentes do ângulo ϕ e de θ_k . O Sinal Kerr (SK) é definido pela razão entre a diferença de intensidade ΔI pela intensidade média I_m ,

$$SK = \frac{\sin(2\phi)\sin(2\theta_K)}{1 - \cos(2\phi)}, \quad (4.17)$$

Com as relações trigonométricas,

$$\frac{\sin(2\phi)}{1 - \cos(2\phi)} = \frac{\sin(\phi)\cos(\phi)}{\sin^2(\phi)}, \quad (4.18)$$

$$\frac{\sin(2\phi)}{1 - \cos(2\phi)} = \frac{1}{\tan(\phi)}, \quad (4.19)$$

o resultado para o SK será dado por,

$$SK = \frac{2\sin(2\theta_K)}{\tan(\phi)}, \quad (4.20)$$

e considerando a condição $\theta_k \approx 0$ resulta em,

$$SK \approx \frac{4\theta_K}{\tan(\phi)}, \quad (4.21)$$

A equação 4.21 representa o Sinal Kerr (SK) que é proporcional ao ângulo θ_k e inversamente proporcional a $\tan(\phi)$. A rotação Kerr θ_k depende da magnetização da amostra enquanto que ϕ é o ângulo do analisador posicionado depois da amostra na instrumentação. Isto indica que o valor de SK será máximo para um pequeno valor do ângulo ϕ . Para determinar o valor deste ângulo é necessário analisar a polarização da luz transmitida através do analisador. Como é conhecido, um polarizador é feito de materiais birrefringentes que permitem transmitir as componentes do campo elétrico da luz em uma determinada direção dada pelo ângulo do polarizador. Se por exemplo, luz não polarizada passar por um polarizador orientado em 90° , apenas a componente do campo elétrico orientado nesta direção atravessa e todas as outras componentes são absorvidas. Se um segundo polarizador é posto em oposição, ou seja, em 0° , e um detector for posicionado depois deste segundo polarizador, o sinal resultante deve ser nulo. No entanto, experimentos mostram que existe um grau de imperfeição do polarizador. Como consequência disto, uma intensidade mínima transmitida I_{min} pelo analisador pode ser detectada. Isto é justificado por um polarizador de luz ter eficiência em polarização menor que 100%. O nível de imperfeição é mais sensível em baixas intensidades da luz transmitida em pequenos ângulos.

Baseado nestas considerações, pode ser adicionado na equação 4.15 um termo de correção representado com boa aproximação por.

$$\eta = \frac{I_{min}}{I_0} \quad (4.22)$$

I_{min} é a intensidade mínima da luz detectada de um analisador em oposição com o polarizador e I_0 a intensidade da luz detectada antes de atravessar o polarizador. A constante η é adicionada a equação 4.15,

$$I_m = \frac{I_0}{2}(1 - \cos(2\phi)\cos(2\theta_K) + 2\eta), \quad (4.23)$$

e resulta para o (SK) agora com o termo de correção na seguinte equação.

$$SK = \frac{2\sin(2\phi)\sin(2\theta_K)}{1 - \cos(2\phi)\cos(2\theta_K) + 2\eta} \quad (4.24)$$

Se for utilizada a relação trigonométrica,

$$\cos(2\phi) = 1 - 2\sin^2(\phi) \quad (4.25)$$

e $\theta_k \approx 0$ for usado em 4.24, o SK será dado por,

$$SK = \frac{2\theta_K\sin(2\phi)}{\sin^2\phi + \eta}. \quad (4.26)$$

Este é o sinal Kerr que será medido no fotodiodo. Maximizar SK foi fundamental para conseguir medir curvas de histerese em estruturas magnéticas de dimensões sub-micrométricas. Isto exigiu uma boa sensibilidade do sistema. Mesmo antes de apresentar cada elemento óptico do F-MOKE é interessante mostrar um importante experimento feito para maximizar o sinal Kerr.

Para exemplificar, o feixe luminoso após ser refletido pela amostra passa pelo analisador e é medido pelo fotodiodo. Variando o ângulo ϕ do analisador \mathbf{A}_1 , curvas de histerese foram obtidas em filmes finos de Py e SK medido para cada ângulo, veja figura 4.3. A diferença de intensidade ΔI e a intensidade média I_m foram obtidas para cada ciclo de histerese seguindo as definições dadas pelas equações 4.10 e 4.14.

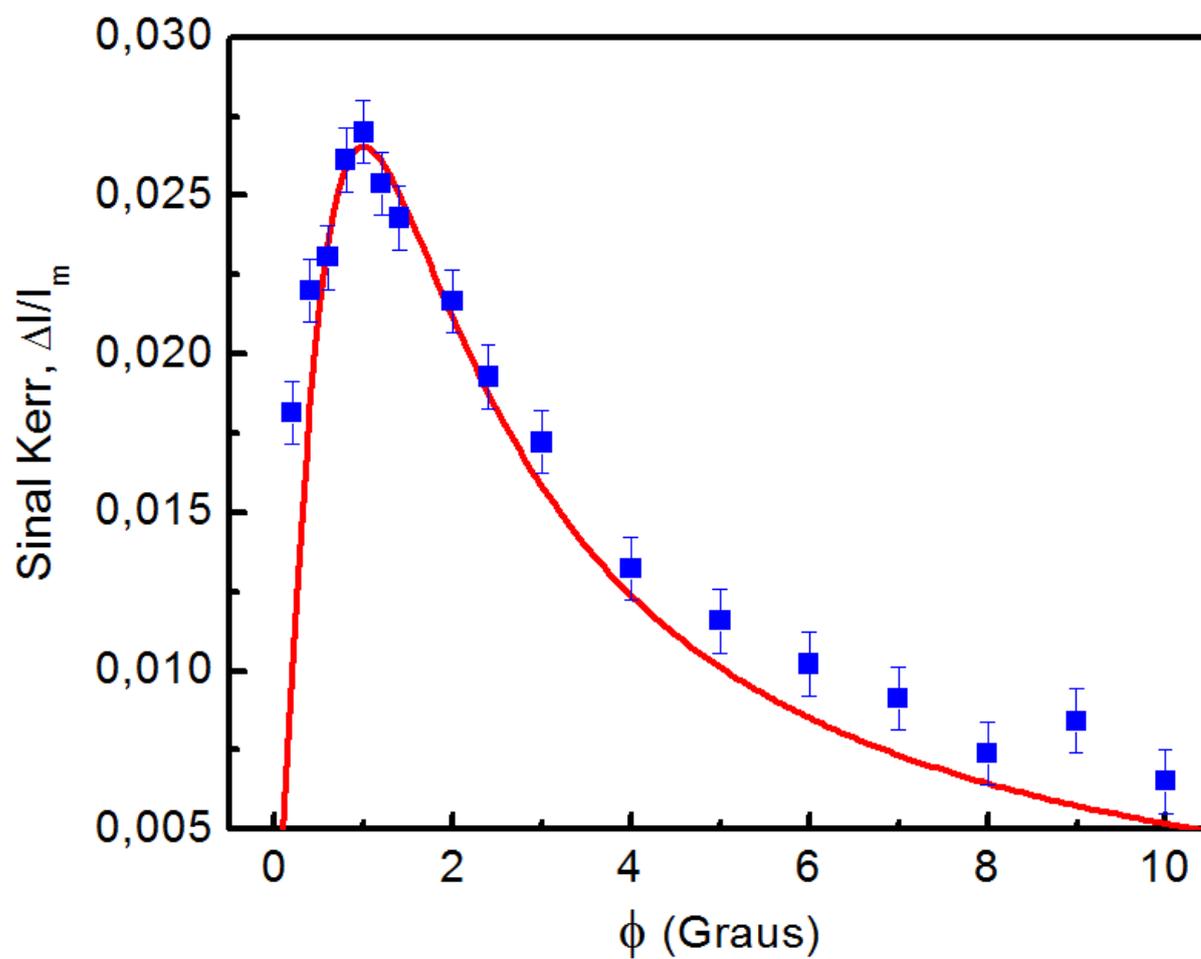


Figura 4.3: Sinal Kerr medido em função do ângulo do analisador. A linha vermelha é um ajuste dos dados experimentais. θ_K e η são os valores encontrados no ajuste segundo a equação 4.26.

O crescimento de SK é aproximadamente linear com ϕ para pequenos ângulos até o valor máximo encontrado para o ângulo do analisador orientado em 1^0 . A amplitude do sinal Kerr decresce acima deste ângulo. Pelo ajuste obtido da equação 4.26 nos dados experimentais foi possível estimar o valor de θ_K atribuindo valores para a constante η . Este ajuste indicou um valor para a rotação θ_K de 2.3×10^{-4} rad ou $\approx 1.1 \times 10^{-3}$ graus.

Obter a máxima amplitude do SK foi o primeiro passo na construção do F-MOKE. Na próxima seção será apresentada a atual configuração do sistema com os experimentos realizados para obter a focalização do feixe. Todos os mecanismos realizados na construção do sistema de medidas são abordados em detalhes.

4.1.2 Montagem experimental do F - MOKE

Nesta seção será apresentado o F-MOKE desenvolvido para medir ciclos de histerese em pequenas estruturas individuais. Todos os elementos ópticos são montados em uma mesa (Newport Modelo LQC635-03C) isolada de vibração. A mesa é suspensa por um sistema alimentado com ar comprimido mantido em pressão de 5bar. Os componentes ópticos são posicionados na mesa como mostra a figura 4.4.

Primeiro, o feixe luminoso é produzido por um laser de diodo (modelo Newport - 197738) de comprimento de onda 635nm e 3mW de potência. O feixe luminoso é modulado em amplitude na frequência de 50 KHz por um gerador de função. Isto permite uma detecção síncrona do sinal magneto-óptico com o amplificador lock-in. O feixe luminoso passa através de um expensor de feixe (Edmund Optics - 5x) utilizado para aumentar o diâmetro do feixe e mantê-lo paralelo. O expensor de feixe é essencial para obter um feixe na superfície da amostra de poucos micrometros. Em seguida, o feixe passa por um polarizador Glan-Thomson orientado a 90° para definir a direção do campo elétrico da luz incidente no plano da amostra. A luz polarizada passa através de um cubo (beam splitter) e é dividido em dois de igual intensidade. Como pode ser visto na figura 4.4, o feixe luminoso segue dois caminhos ópticos. Em um caminho o feixe é refletido da superfície da amostra e será chamado de F_1 (feixe 1) enquanto que no outro é direcionado para o fotodiodo e será chamado de F_2 (feixe 2).

O feixe F_2 é refletido por um pequeno espelho e atravessa um analisador A_2 . O ângulo do analisador A_2 é controlado por um motor através de um programa desenvolvido em LabView. Após passar por A_2 , o feixe F_2 é refletido por outro pequeno espelho e é direcionado para uma das entradas do fotodiodo. O feixe luminoso F_1 incidente no plano da amostra, é focalizado por uma lente (Mitutoyo M Pan Apo 10x/0.28 f=200, L_1). A lente é montada num suporte que pode ser movimentado nas direções x, y, z . A direção relativa a superfície da amostra é controlada por um motor de alta precisão (New Focus Picomotor modelo 8753) através de um programa desenvolvido em LabView. Variando a distância da lente relativa à superfície da amostra o feixe F_1 é focalizado. Os detalhes que determinam a largura do diâmetro do feixe F_1 serão apresentados nas próximas seções.

A amostra é posicionada 45° entre os polos de um eletroímã que gera um campo magnético máximo de 1200 Oe e utiliza uma fonte de corrente (Kepco - Bipolar Operational Power

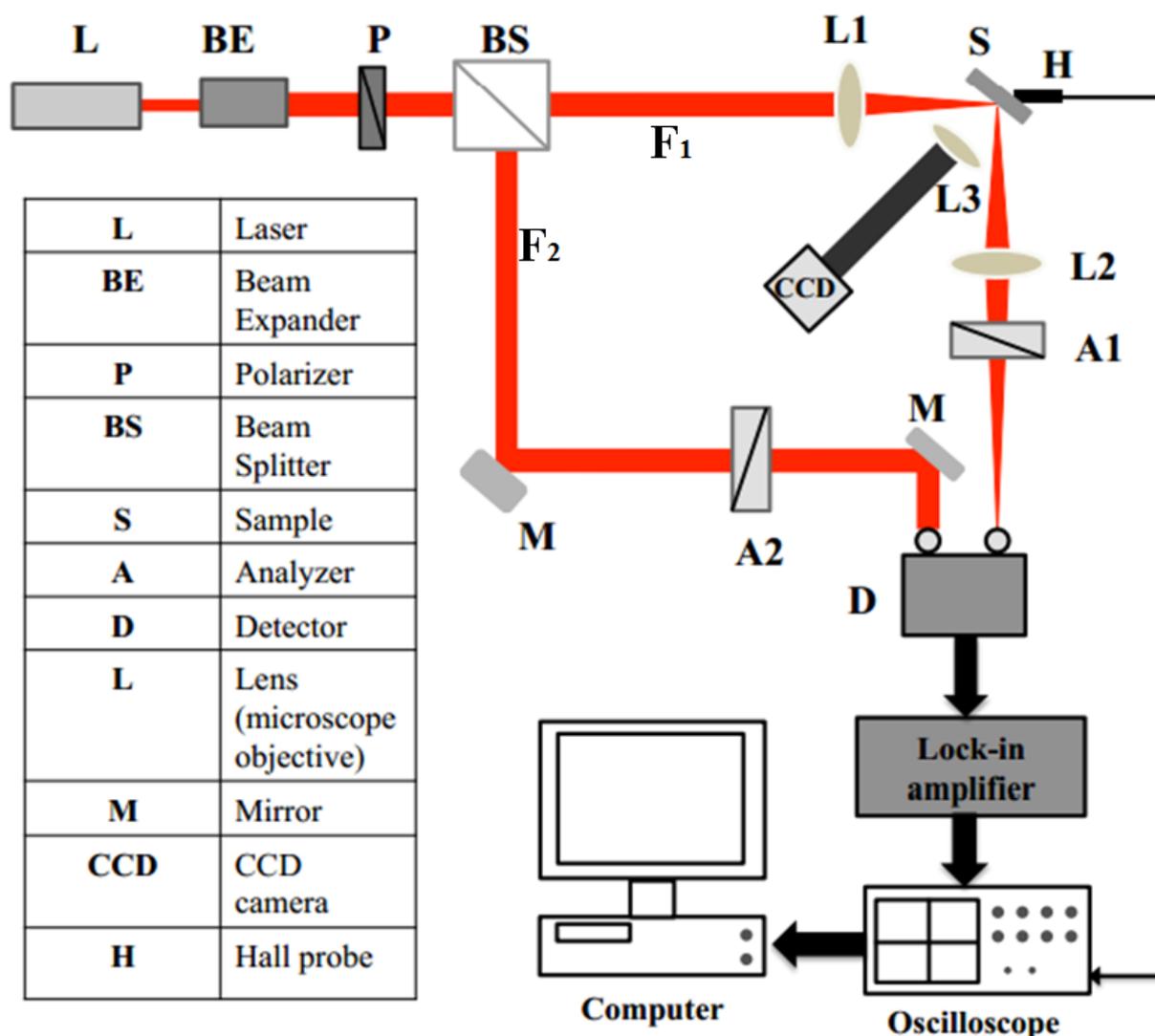


Figura 4.4: Sistema de Medidas F-MOKE com todos os elementos ópticos e eletrônicos.

Supply/Amplifier). Após ser refletido no plano da amostra, o feixe F_1 diverge, sendo necessário utilizar uma segunda lente (Linos 5x/0.225 $f = 200$, L_2) para colimar o feixe divergente. Por último, o feixe F_1 passa por um analisador A_1 e segue para a outra entrada de luz do fotodiodo. O ângulo do analisador A_1 é controlado por um Universal Motion Controller (Newport Modelo ESP100). O fotodiodo (New Focus - modelo 2307) tem duas entradas de luz e faz a diferença da intensidade luminosa produzida pelos feixes F_1 e F_2 .

Sem qualquer campo magnético aplicado, as intensidades no detector são iguais de maneira que o sinal no amplificador lock-in seja zerado. Este mecanismo é obtido variando o ângulo do analisador A_2 até que as intensidades sejam as mesmas. Após realizado este mecanismo, o campo magnético é aplicado no plano da amostra. Com este procedimento, o sinal medido é dado apenas pela resposta da amostra ao campo magnético externo. A aquisição do sinal é feita da seguinte maneira: o sinal luminoso no detector é

transformado em sinal elétrico e enviado para o amplificador lock-in (Princeton Applied Research modelo 5208) que opera em frequência externa (para detecção síncrona) e com mínima sensibilidade de $1\mu\text{V}$. O sinal no lock-in é enviado para um osciloscópio (Tektronix TDS 1002C). O osciloscópio mede a voltagem (proporcional ao campo magnético) da sonda Hall posicionada entre os polos do eletroímã sendo possível obter curvas de histerese em tempo real, na tela do osciloscópio, veja figura.4.5. A curva em amarelo é a rampa de campo magnético medida pela sonda Hall e a curva azul o sinal elétrico (voltagem) adquirido no amplificador lock-in. Os dados no osciloscópio são lidos por um programa da Tektronix. Os dados são salvos em colunas distinguindo campo magnético da voltagem que pode posteriormente ser analisados em programas, tal como Origin.

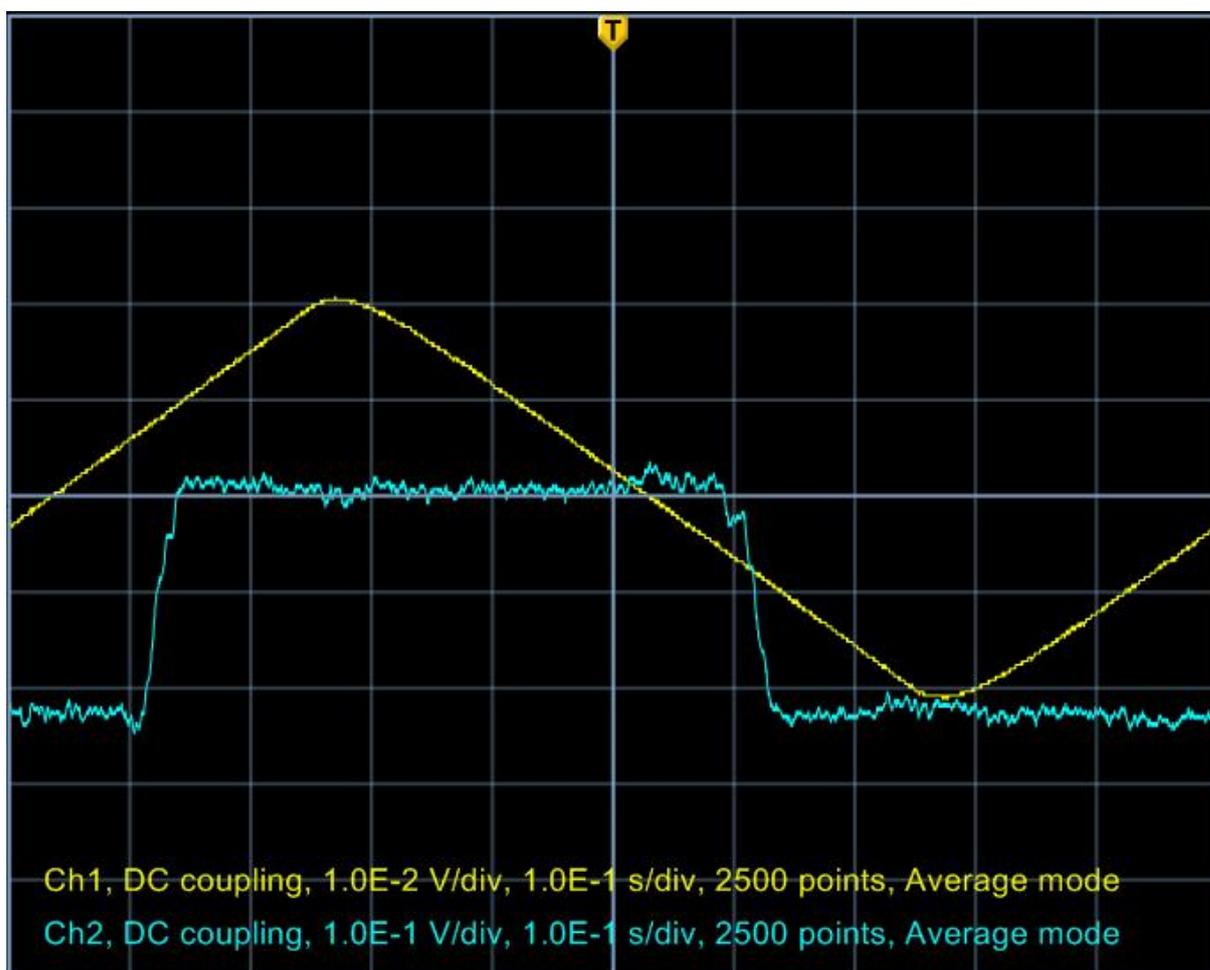


Figura 4.5: Dados obtidos de uma nanofio magnético de 400nm de largura. Os sinais do campo (amarelo) e da voltagem (azul) são visualizados no osciloscópio.

Como um dos objetivos deste trabalho foi o de estudar processos magnéticos em pequenas estruturas, surge aqui uma dificuldade que é identificá-las no substrato. Um microscópio foi adicionado à montagem F-MOKE e posicionado perpendicular a superfície da amostra. O microscópio consiste de uma lente (Mitutoyo 5x/0.14 $f=200$, L_3) montado num suporte que a desloca em x,y,z e é acoplado através de um tubo a uma câmera CCD 1.2 Mpixel,

ver figura.4.4. O microscópio é utilizado de maneira que a luz refletida pelo feixe seja centrada na imagem. Iluminando a superfície da amostra com luz branca as estruturas são visualizadas pelo microscópio pela reflexão da luz no material, veja figura.4.6.

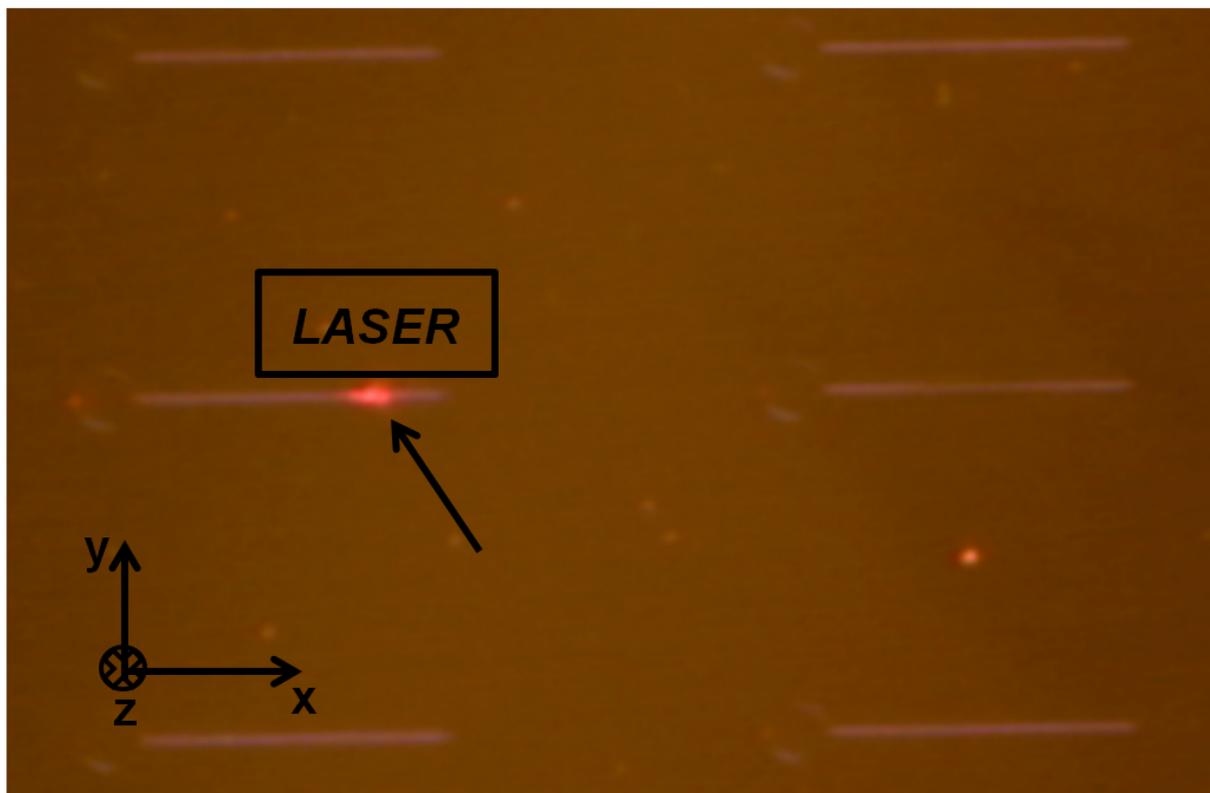


Figura 4.6: Imagem obtida com o conjunto lente/câmera CCD do microscópio. Iluminando a amostra com luz branca é possível observar as nanoestruturas como por exemplo pequenas linhas. Em detalhe a reflexão da luz do feixe laser (vermelho) posicionado na linha. Os eixos x,y,z mostram as direções que o porta amostra é movimentado. Note que o eixo x está na mesma direção que o campo magnético é aplicado.

4.1.3 Configurações Mecânica e Óptica

Na seção anterior foi apresentado o F-MOKE com todos os elementos ópticos em conjunto com a detecção eletrônica do sinal. Nesta seção é apresentada as configurações mecânicas e ópticas do sistema. Um mecanismo muito importante empregado no sistema de medidas magneto-ópticas foi o controle do movimento do porta amostra. O porta amostra pode ser deslocado em três diferentes direções das quais duas x e y são controladas por um motor. Na figura 4.6 é possível observar as linhas de P_y e a reflexão da luz do feixe. O pequeno tamanho das estruturas exige que o feixe esteja bem centralizado na área onde será feita a medida. O feixe é mantido fixo. Para medir a curva de histere de uma região da amostra, é preciso mover a estrutura (linha, discos, quadrados) na direção do feixe. Isto é feito de forma controlada movimentando o porta amostra. Antes de realizar este mecanismo nas

medidas de histerese de micro e nanoestruturas foi necessário calibrar o passo do motor da seguinte forma: uma fita de $284 \mu\text{m}$ foi crescida no substrato de $\text{Si}/\text{O}_2\text{Si}$ utilizando litografia for feixe de elétrons e Magnetron Sputtering. A espessura do filme de Py foi de 20nm .

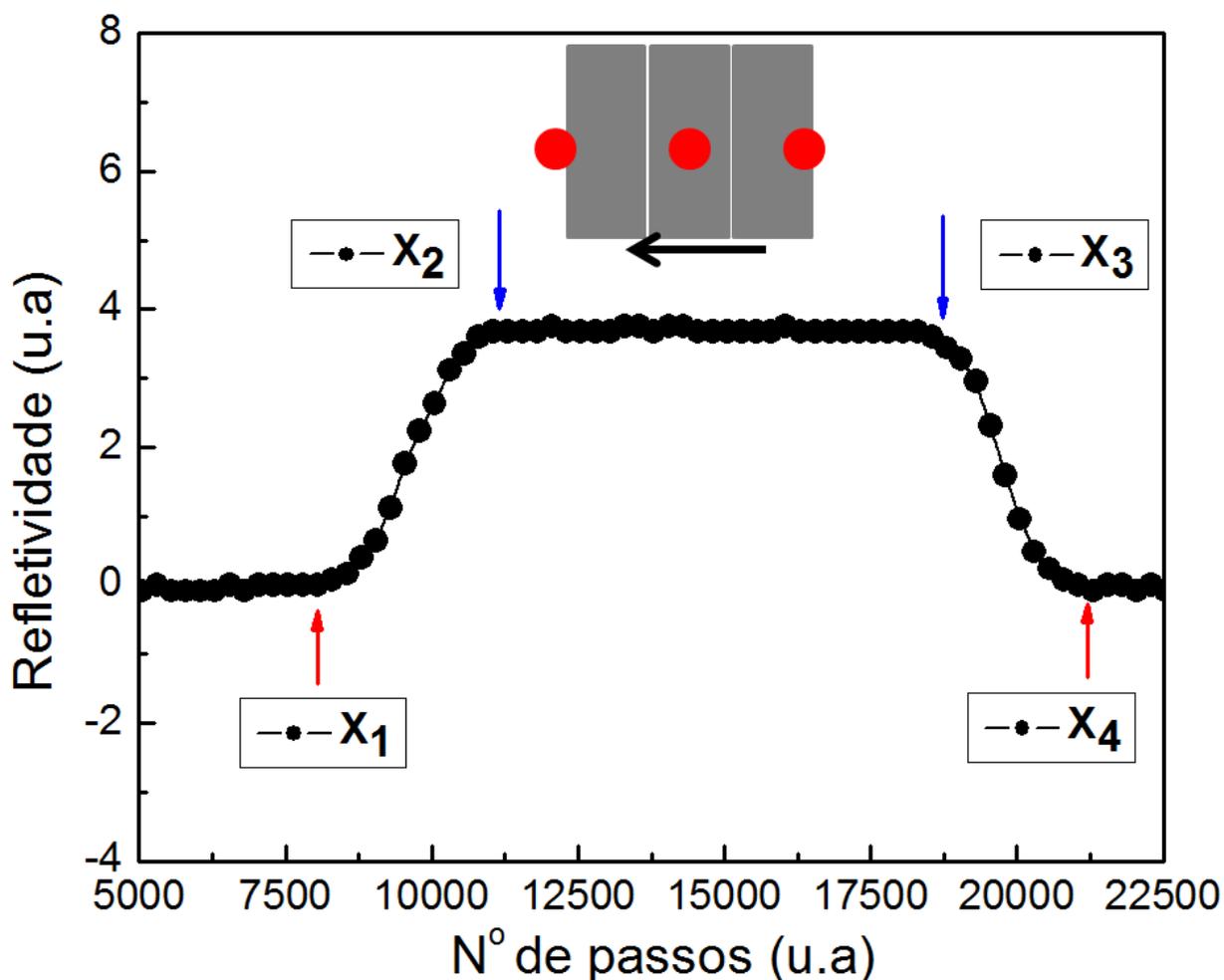


Figura 4.7: Mecanismo usado para calibrar o passo do motor acoplado ao porta amostra. Uma fita de Py é utilizada para passar pelo diâmetro do feixe. A intensidade luminosa da reflexão da luz é monitorada como função do deslocamento do porta amostra.

A fita é fixada no porta amostra e seu eixo é orientado na direção y definida na Figura 4.6. O feixe é mantido fixo e ilumina uma região do substrato de Si/SiO_2 . No fotodiodo, a diferença no sinal dos dois feixes F_1 e F_2 é zerada. O porta amostra é deslocado na direção x e a fita se move na direção da área do feixe F_1 . Quando a borda da fita toca o feixe de luz, aumenta o sinal medido pelo lock-in. Este aumento no sinal está relacionado a diferença de reflexão óptica do $\text{Si}/\text{O}_2\text{Si}$ e Py. A Figura 4.7 ajuda a entender o processo. A intensidade luminosa da reflexão da luz foi adquirida em função do número de passos do motor no deslocamento da fita. O porta amostra é deslocado fazendo a borda da fita se mover na direção do feixe (círculo vermelho), veja Figura inserida. A seta (em preto) indica a direção do movimento do porta amostra. Antes da posição X_1 o sinal medido no

amplificador lock-in é constante. Nesta posição a borda da fita toca o feixe iniciando um aumento na intensidade do sinal medido entre os pontos X_1 e X_2 . Este aumento ocorre pela mudança da intensidade luminosa na reflexão da luz que é maior no Py comparada com a do substrato de Si/O₂Si.

A máxima variação da intensidade medida no amplificador Lock-in ocorre em X_2 . Neste ponto o feixe de luz ilumina uma área da fita do tamanho de seu diâmetro. Esta é a máxima reflexão óptica que permanece constante entre as posições X_2 e X_3 . A fita se move e a intensidade do sinal medido no amplificador lock-in decresce até uma nova posição X_4 em que o feixe de luz ilumina o substrato.

Portanto, X_1 é a posição que o feixe de luz ilumina a borda da fita gerando um aumento do sinal medido no amplificador Lock-in. X_3 é a posição que o feixe de luz passa a iluminar o substrato devido ao deslocamento da outra borda da fita. As posições X_1 e X_3 dão exatamente o início e o final das bordas, ou seja, a largura da fita. Através de imagens obtidas por MEV, a largura da fita foi previamente medida em $284\mu\text{m}$. A diferença do número de passos entre os dois pontos X_1 e X_3 em conjunto com a medida da largura da fita gerou o número de passos do motor. O passo do motor foi medido em 28nm, de acordo com o indicado pelo fabricante.

As posições X_1 e X_2 são utilizadas para determinar o diâmetro do feixe luminoso na superfície da amostra. A posição X_2 é o valor máximo da reflexão do feixe de luz. Da diferença de passos entre os pontos X_1 e X_2 foi possível medir o diâmetro do feixe na superfície da amostra. O valor medido do diâmetro do feixe foi de $75\mu\text{m}$. Para os objetivos do trabalho, este valor é cerca de 15 vezes maior do apresentado em sistemas com semelhante esquema de montagem que permite medir a inversão da magnetização de micro e nanoestruturas individuais [63, 64, 65, 66, 67]. Para reduzir o diâmetro do feixe luminoso focalizado na superfície da amostra foi realizado o seguinte experimento: A lente L_1 , ver Figura.4.4, foi deslocada na direção da amostra a fim de focalizar o feixe no menor tamanho. A posição entre lente e amostra $P_{(L-A)}$ foi medida por um paquímetro. Para cada distância entre lente e amostra foi medido o diâmetro do feixe seguindo o mesmo método apresentado acima. Os valores de diâmetro do feixe para cada $P_{(L-A)}$ são apresentados na Figura. 4.8.

Com a lente posicionada a uma distância de 3,075 cm, o diâmetro do feixe luminoso na superfície da amostra é de $\approx 5\mu\text{m}$. Este é o menor valor da largura do diâmetro do feixe medido na superfície da amostra no nosso sistema F-MOKE. O valor é próximo ao obtido em experimentos MOKE com feixe luminoso focalizado que permite medir ciclos de histerese com boa relação sinal-ruído em nanoestruturas individuais [68, 69]. Se para um determinado experimento for necessário aumentar o diâmetro do feixe na superfície da amostra, pode-se deslocar a lente desta posição. Por exemplo, em 2,8 cm, o diâmetro do feixe luminoso na superfície da amostra é de $54\mu\text{m}$.

Por último, foi medido o valor do diâmetro do feixe D_F pelo mesmo mecanismo discutido anteriormente e apresentado na figura 4.7. O programa em LabView que controla o movimento do porta amostra através do motor, foi desenvolvido para selecionar o deslocamento de duas maneiras. O deslocamento em passos no qual cada unidade de variação

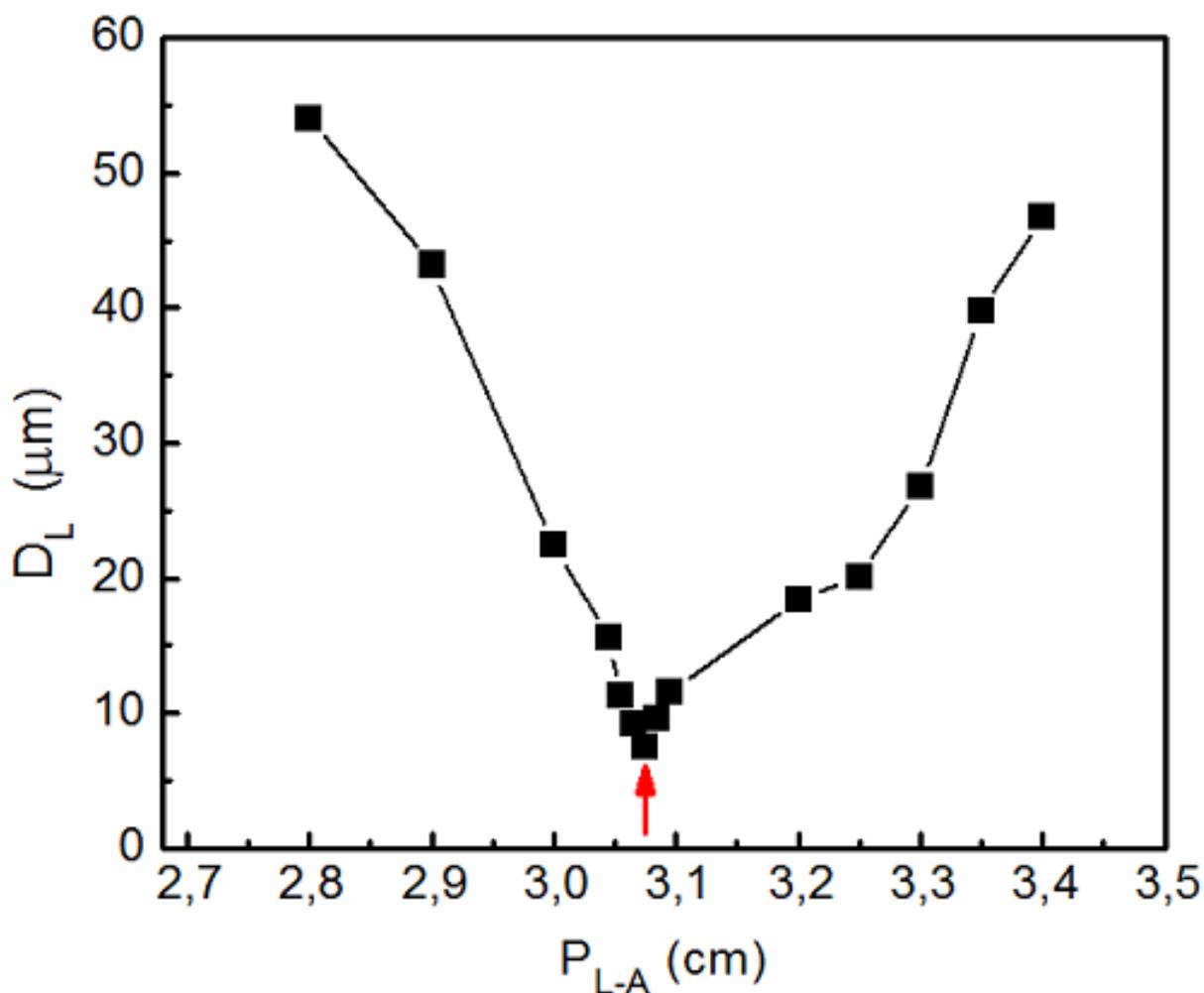


Figura 4.8: Diâmetro do feixe (D_F) medido em função da posição da lente relativa à amostra (P_{L-A}). O menor valor do diâmetro do feixe luminoso na superfície da amostra é de $5\mu\text{m}$.

é de 28nm e um deslocamento absoluto no qual cada unidade de passo pode ser fixado no valor mínimo de $1\mu\text{m}$. O experimento feito para calibrar o motor do porta amostra foi novamente realizado com a lente posicionada a 3.075 cm de distância da superfície da amostra. A variação do sinal no amplificador lock-in pela diferença de intensidade da reflexão do feixe de luz entre o $\text{Si}/\text{O}_2\text{S}$ e Py foi medido como função do deslocamento do porta amostra figura 4.9.

Novamente foi observado um degrau relacionado a variação da intensidade luminosa da reflexão da luz. O degrau é agora de largura bem menor com o feixe focalizado diferente do apresentado na Figura 4.7. Para confirmar o valor do diâmetro do feixe D_F na superfície da amostra, uma medida da FMWM (largura completa a meia altura) foi realizada. A FWHM é obtida da diferenciação feita na curva de refletividade pelo deslocamento do porta amostra, veja a curva azul inserida em 4.9. No sistema de medidas F-MOKE apresentado neste capítulo o feixe luminoso tem um perfil gaussiano com o diâmetro do

feixe na superfície da amostra de $5\ \mu\text{m}$. Este foi o último passo para otimizar o sistema F-MOKE. O sistema depois de ser desenvolvido, foi testado por medidas de curvas de histerese em estruturas de dimensões laterais abaixo de 100nm . Os resultados destes testes serão apresentados no Capítulo 6.

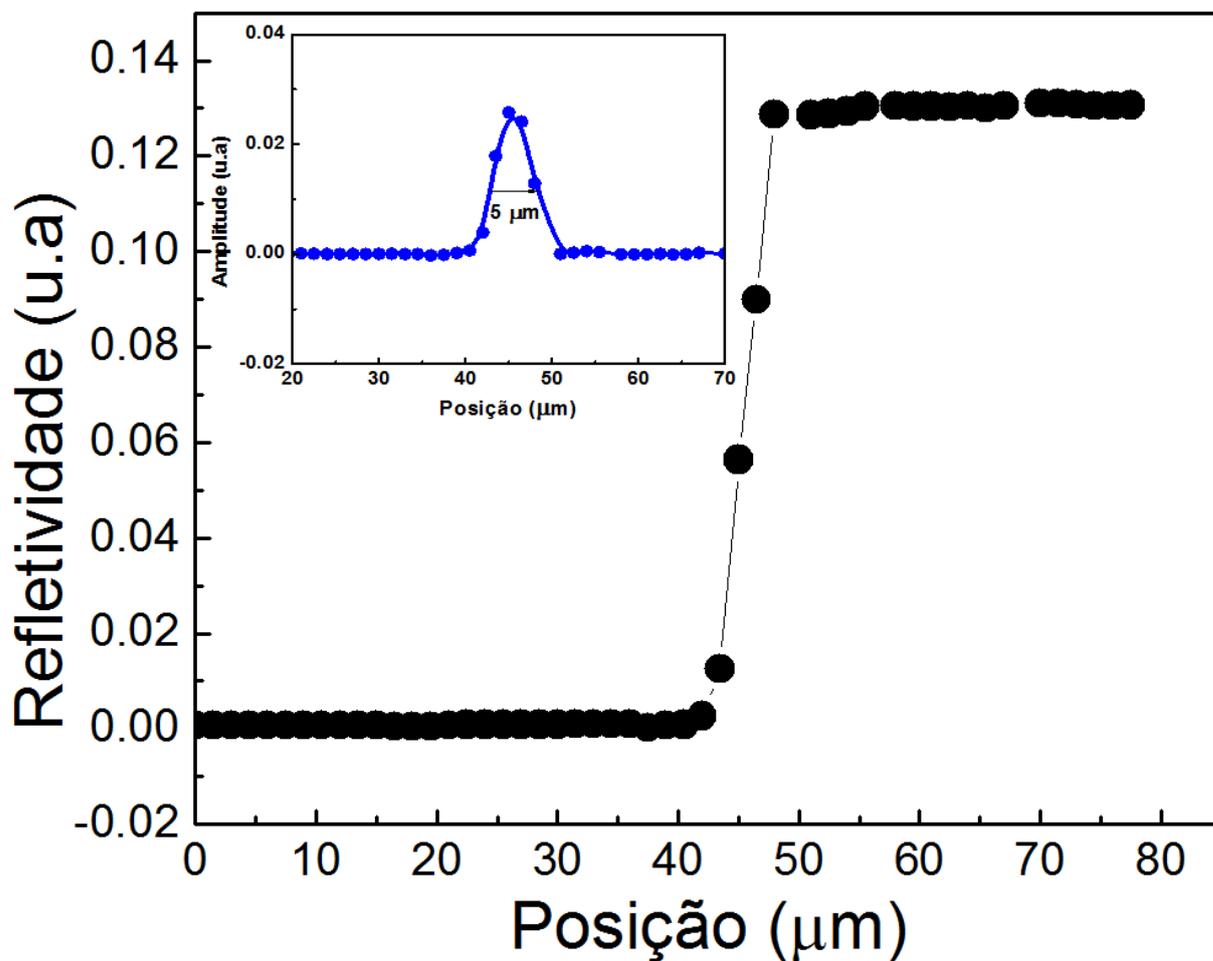


Figura 4.9: Refletividade medida com a passagem da linha de Py pelo feixe focalizado em $5\ \mu\text{m}$ na superfície da amostra. Inserida no gráfico a derivada obtida da variação de refletividade. A largura do diâmetro do feixe é medida a meia altura da curva de Gauss.

Capítulo 5

Produção das Amostras

Neste capítulo são abordados os métodos empregados na produção das amostras. Todas as amostras foram produzidas no LABNANO/CBPF. A Litografia por Feixe de Elétrons LFE utilizada na fabricação das nanoestruturas e o sistema de deposição de filmes finos magnéticos são descritos em detalhes.

5.1 Litografia por Feixe de Elétrons

A Litografia por feixe de elétrons (LFE) é utilizada para produzir nanoestruturas de diferentes geometrias na superfície de um substrato, geralmente Si, coberto por uma resina sensível a feixes de elétrons. A variedade de estruturas criadas pela LFE tem possibilitado explorar novos problemas principalmente no campo do magnetismo e semicondutores. Para citar alguns exemplos, a LFE é utilizada para produzir nanofios [70, 71, 72, 73], nanodiscos [74, 75], e depositar contatos elétricos [76, 77] nestas e em outras estruturas. As facilidades e múltiplas funções fazem desta técnica uma das mais comuns na fabricação de estruturas em escala nanométrica. O desenvolvimento da LFE teve início nos anos 60 com Grupo da Philips e a Cambridge Instruments [78]. Eles iniciaram o desenvolvimento da LFE modificando e adaptando um Microscópio Eletrônico de Varredura (MEV) utilizando como fonte de feixe de elétrons. Em 1964, H.S Yourke e E.V Weber, ambos da IBM, desenvolveram um sistema chamado de EL1, destinado a fabricação de estruturas semicondutoras [79]. No ano seguinte, O.C. Wells, T.E. Everhart e R.K.Mata [80] fabricaram transistores de efeito por campo (FET) e novos dispositivos seguiam sendo construídos em conjunto com o desenvolvimento da LFE. Posteriormente ao desenvolvimento da LFE, em 1969, foi descoberto por Hatzakis um polímero polymethylmethacrylate (polimetilmetacrilato) sensível a elétrons chamado de resina PMMA [81]. A descoberta do PMMA foi de fundamental importância para o desenvolvimento da LFE e é um dos materiais mais utilizados na fabricação de nanoestruturas com resolução lateral menor que 10nm [82].

Um aspecto importante da LFE surge do fato de que elétrons se comportam como onda. Da energia dos elétrons é possível controlar o comprimento de onda, que pode ser da

ordem de 0.012nm para energias de 100 kV. O valor do comprimento de onda dos elétrons é muito menor que os valores típicos para a luz branca ou UV, que é da ordem de 100nm [83]. Isto permite a técnica ter alta resolução espacial que é uma de suas principais características.

5.1.1 Princípio básico de fabricação por LFE

A litografia por feixe de elétrons LFE segue o mesmo princípio de funcionalidade da fotolitografia, embora, tradicionalmente, a litografia utiliza máscara enquanto que a LFE utiliza a escrita direta. Em versões mais recentes da litografia óptica também emprega a escrita direta [84]. A diferença fundamental está no fato que a primeira utiliza elétrons como fonte para desenhar as nanoestruturas enquanto que a segunda utiliza luz UV. O esquema da Figura. 5.1 ilustra o processo na fabricação das estruturas.

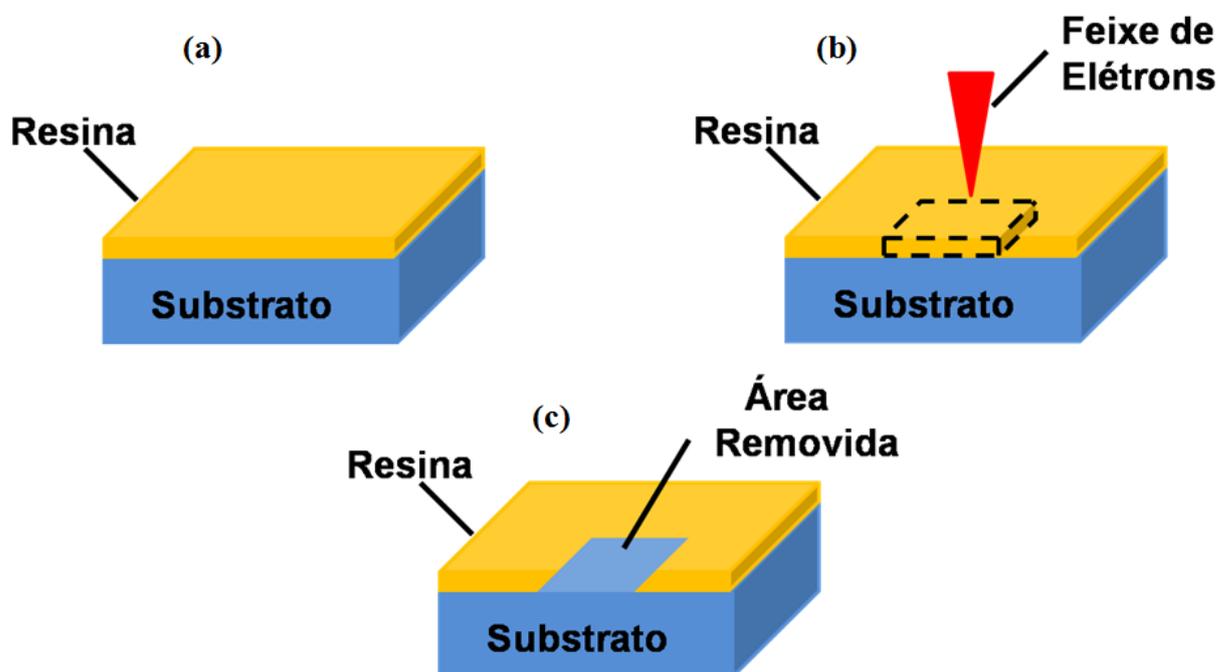


Figura 5.1: Processo de exposição do feixe de elétrons no substrato coberto por PMMA. O feixe sensibiliza uma determinada área que é posteriormente removida.

O substrato é coberto por uma camada fina de polímero geralmente PMMA, veja Figura. 5.1 (a). Em seguida, um feixe de elétrons de pequena largura varre a amostra, Figura. 5.1 (b). Aqui, existe uma importante vantagem em usar a LFE. O pequeno tamanho do feixe de elétrons permite que apenas pequenas regiões da amostra sejam sensibilizadas. A irradiação com elétrons modifica as propriedades da resina, que após exposição, tornam-se solúveis. Estas áreas são removidas ou mantidas (dependendo do tipo de resina positiva ou negativa) após ação de um solvente. O desenho resultante serve como uma máscara para deposição de filmes, Figura. 5.1 (c). Para cada processo descrito acima existe

uma variedade de detalhes. Nas próximas seções alguns aspectos deste processo serão abordados.

5.1.2 Resina PMMA

PMMA é um polímero sensível a elétrons utilizado para fabricação de nanoestruturas. Suas propriedades ópticas, elétricas e mecânicas têm permitido a fabricação de estruturas com tamanho lateral $\approx 10\text{nm}$. Este polímero tem um pequeno coeficiente de dilatação térmica $5.10^{-50}C^{-1}$. Seu comprimento, área e volume não sofrem variações quando submetidas a mudanças de temperatura ambiente. A densidade tem valor entre $1.15-1.19g/cm^3$. A temperatura de transição vítrea do PMMA é de $85-106^{\circ}C$ [85, 86, 87]. Uma importante propriedade dos polímeros é a variação do peso molecular. As propriedades físicas e químicas são afetadas quando o peso molecular é modificado. Quando exposto a elétrons as ligações químicas do PMMA são quebradas alterando o peso molecular. O esquema da Figura 5.2 ilustra como ocorre a quebra das ligações químicas quando exposta a um feixe de elétrons.

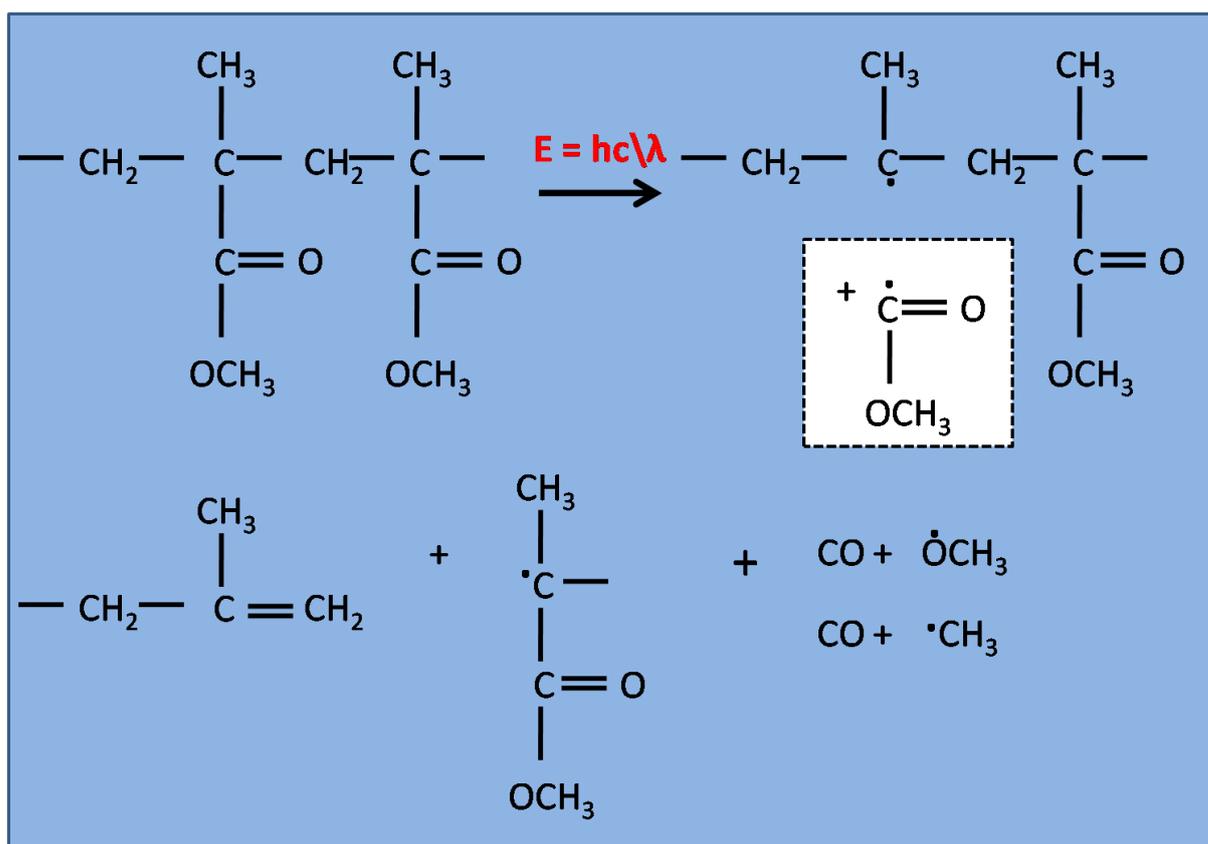


Figura 5.2: Quebra de ligações químicas na resina exposta a um feixe de elétrons. Cadeias são quebradas e as áreas expostas passam a ter o peso molecular diferente das regiões não expostas.

O PMMA é exposto ao feixe de elétrons de energia $E = hc/\lambda$. Elétrons do feixe incidente

interagem com os átomos da resina através de colisões inelásticas. Isto gera uma série de reações químicas alterando as ligações entre os átomos [87, 88, 89]. Como consequência, o peso molecular nas áreas expostas ao feixe de elétrons é diferente das áreas não expostas. As áreas expostas, são posteriormente, removidas ou mantidas quando dissolvidas no solvente.

5.1.3 Resina Positiva e Negativa

Existem dois tipos de resina PMMA: negativa e positiva [88]. O tipo de resina determina quais regiões expostas aos elétrons serão mantidas ou removidas quando imersas no solvente. Se a resina é positiva as regiões expostas aos elétrons são removidas enquanto que na resina negativa as regiões expostas permanecem intactas. A figura. 5.3 ilustra como cada tipo de resina reage ao solvente. É a solubilidade que determina quais regiões serão removidas ou mantidas. O resiste positivo se torna solúvel após exposição ao feixe de elétrons. Por esta razão as áreas expostas são dissolvidas permanecendo as áreas não expostas. O resiste negativo, ao contrário do positivo, se torna insolúvel. As regiões expostas ao feixe de elétrons não são dissolvidas pelo solvente permanecendo intactas.

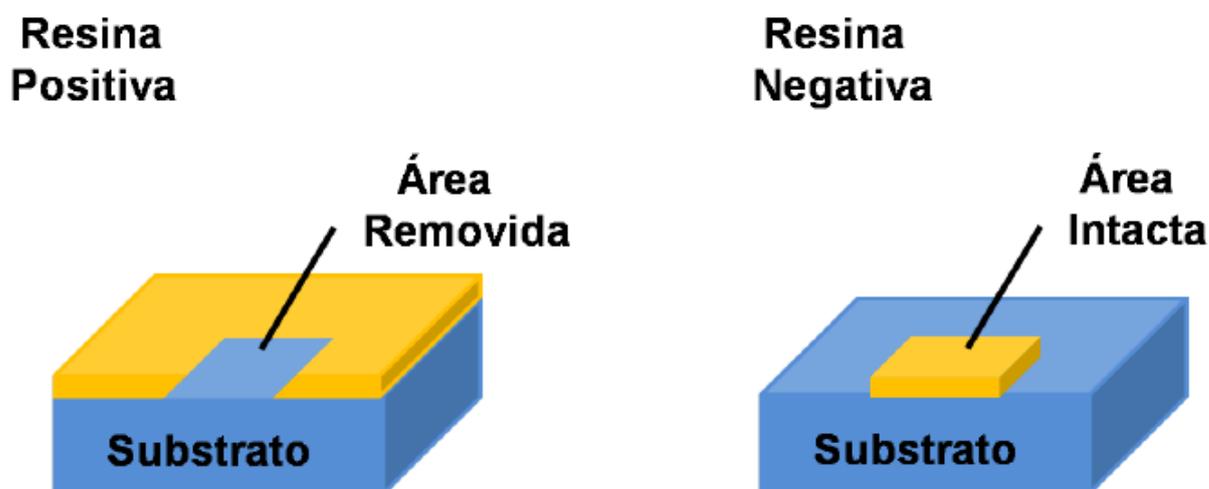


Figura 5.3: Efeitos da solubilidade na resina positiva e negativa. Expostas ao feixe de elétrons, regiões da resina positiva se tornam solúveis enquanto que na resina negativa insolúveis. As áreas expostas por elétrons têm um peso molecular diferente das regiões não expostas. Regiões são mantidas ou removidas pelo solvente dependendo do tipo de resina.

5.1.4 Deposição de Filmes Finos - Magnetron Sputtering

Até aqui foi apresentado o processo de fabricação das estruturas produzidas por LFE. O passo seguinte é depositar um filme sobre a estrutura. A escolha do material é feita de

acordo com o objetivo de estudo e diferentes técnicas podem ser empregadas para esta finalidade. Neste trabalho a técnica de deposição por Magnetron Sputtering foi utilizada para depositar filmes finos, em particular de Permalloy ($Ni_{80}Fe_{20}$) [90]. A figura. 5.4 ilustra o processo que ocorre na deposição do filme.

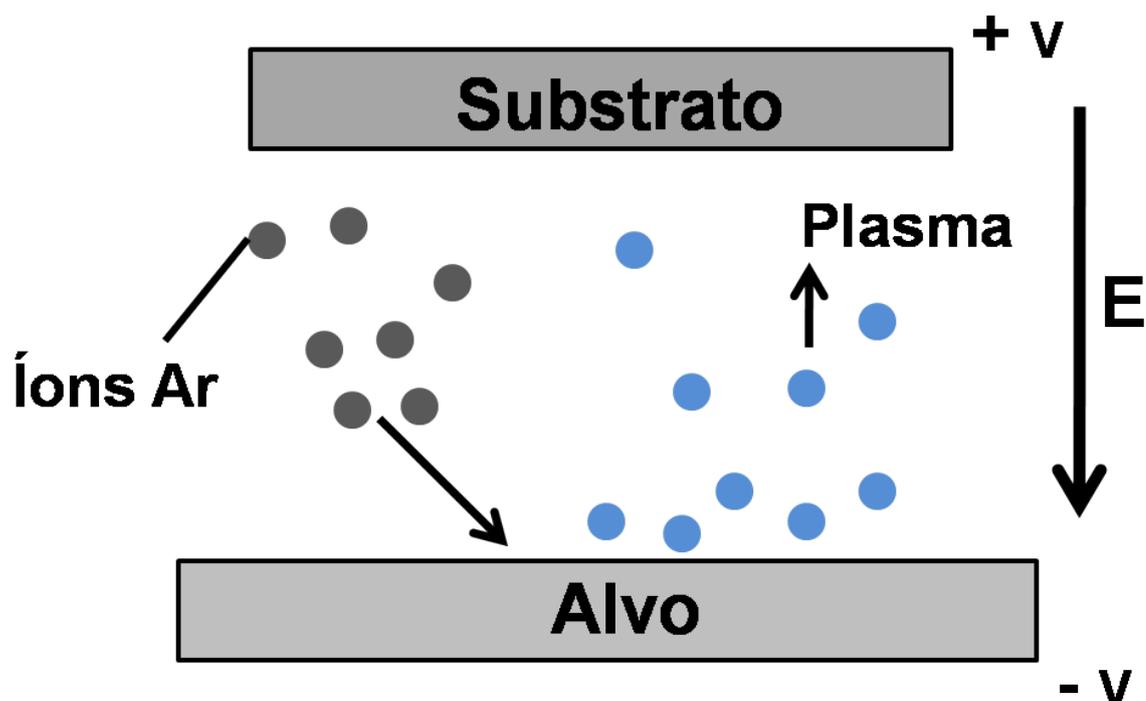


Figura 5.4: Esquema simplificado de deposição de filme por Magnetron Sputtering. Íons de Ar bombardeiam o alvo arrancando átomos que são depositados no substrato.

O alvo que é o material a ser depositado é posto em potencial negativo (cátodo) e à sua frente um substrato é posto em potencial positivo (ânodo). Os potenciais positivo e negativo geram um campo elétrico entre alvo e substrato. Uma das condições necessária para que haja sputtering (precipitação) é utilizar um gás inerte que possa ser ionizado na presença deste campo elétrico. Geralmente esse gás é Argônio (Ar). A ionização do Ar faz com que íons sejam acelerados na direção do alvo. Os íons bombardeiam o material do qual é feito o alvo removendo os átomos e criando um plasma. Os átomos são direcionados para o substrato permitindo o processo de deposição. O último processo na fabricação das amostras é conhecido como lift-off e será apresentado na próxima seção.

5.1.5 Processo de lift-off

Anteriormente, foi descrito o processo de fabricação das estruturas por LFE e a deposição de filmes. Se a resina é positiva as áreas expostas são removidas e as não expostas são mantidas quando imersas em solvente. No entanto, na deposição do filme por Magnetron Sputtering toda área acima do substrato é coberta pelo material depositado. Para que

o resultado final na fabricação das amostras seja apenas a estrutura do material depositado, é utilizada a técnica de lift-off. A técnica é um ataque químico feito para manter a estrutura sensibilizada ao feixe de elétrons e o material depositado nesta estrutura. Geralmente, este ataque químico é feito com acetona que remove apenas a resina. A figura. 5.5 mostra o processo final na fabricação das estruturas após "lift-off".

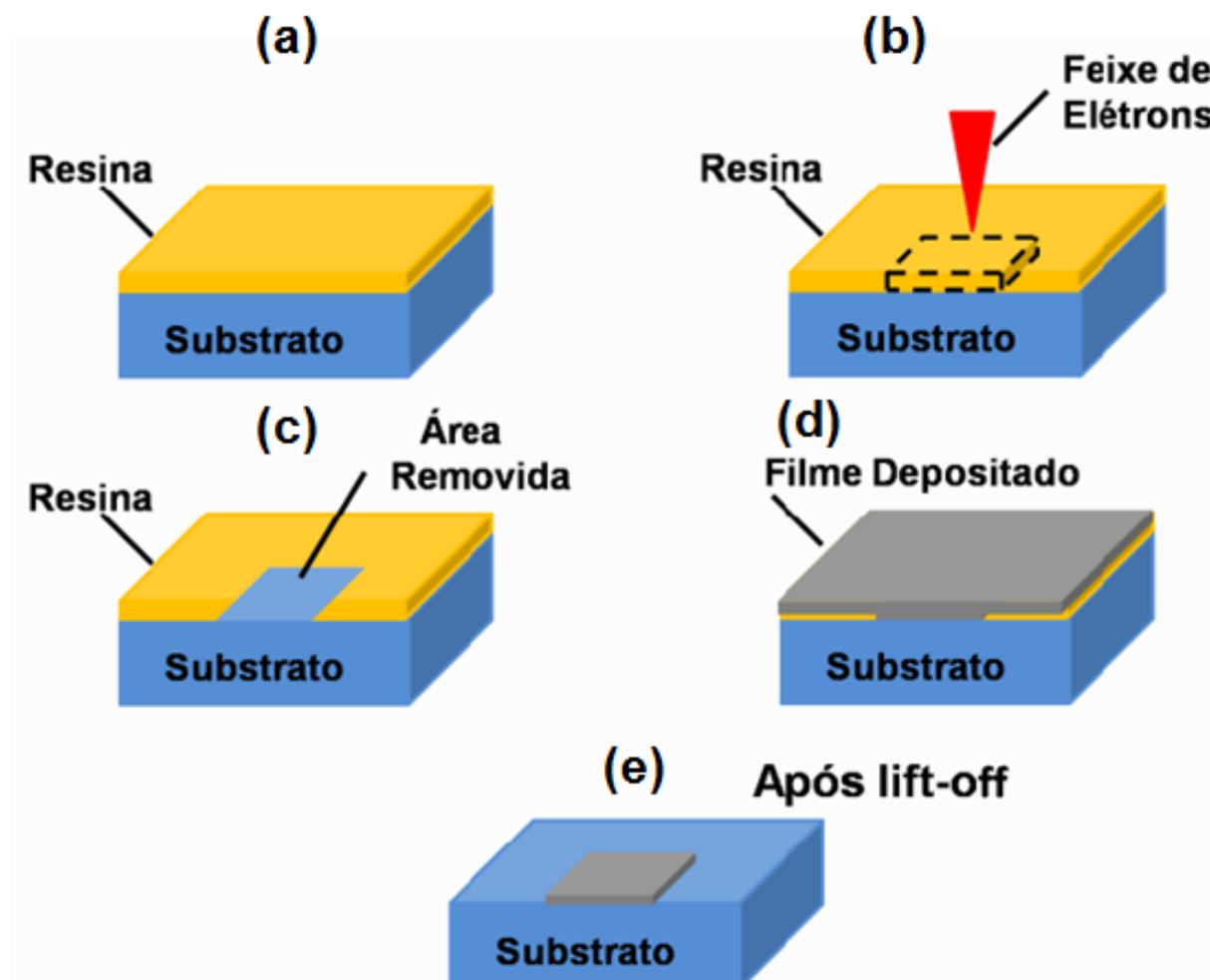


Figura 5.5: Processo completo de fabricação das amostras. O resultado final após lift-off é a estrutura desenhada na LFE com o material depositado.

Até agora foi apresentado as técnicas que são utilizadas neste trabalho para fabricação das amostras. O sucesso da fabricação depende de diversos fatores que serão abordados a seguir. Um destes fatores é que o ataque químico feito no lift-off permita dissolver a resina sem retirar o material depositado na estrutura. Para isso, os filmes depositados não podem exceder 30 % da espessura do resiste. Este e outros detalhes são descritos nas próximas seções. Primeiro, será abordado acerca da deposição da resina. Segundo, os desenhos transferidos para o substrato pela LFE. Em seguida, a deposição do filme e por último o processo final de lift-off.

5.1.6 Deposição de Resina

O primeiro passo da fabricação das amostras deste trabalho foi de cobrir o substrato de Si/SiO_2 com uma pequena camada de resina. A resina positiva tem 87% PMMA - 950K dissolvido em 13% anisol AR-P 632-672. Este procedimento é feito numa “sala limpa” para diminuir qualquer contaminação causada pelo ambiente. Para cobrir o substrato com PMMA é utilizado um “Spin Coater” que permite cobrir o substrato de forma uniforme. A figura mostra um esquema de funcionamento do “Spin Coater”, Figura.5.6.

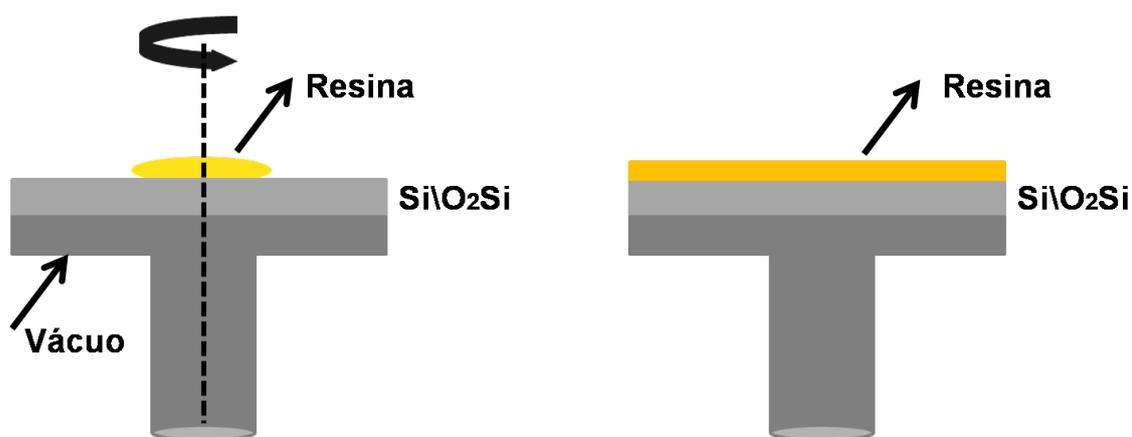


Figura 5.6: Esquema com funcionamento do “Spin Coater” para deposição de PMMA. O sistema gira o substrato e o PMMA é espalhado na superfície.

O substrato com PMMA sobre sua superfície é mantido fixo sobre um disco circular. O Spin Coater faz o substrato girar em 4000rpm durante 48s fazendo com que o PMMA seja espalhado de forma uniforme. Durante a rotação, o anisol presente na resina é lentamente evaporado aumentando a concentração de PMMA formando um filme sólido. No entanto, para evaporar completamente o anisol o substrato coberto com PMMA é levado a um prato quente mantido em $220^{\circ}C$, durante 10min. Este procedimento deixa o PMMA completamente sólido. Em seguida, o substrato coberto por PMMA é levado para a LFE para a exposição ao feixe de elétrons. A Figura. 5.7 mostra a litografia por feixe de elétrons do Labnano/CBPF. A LFE é da RAITH-eLINE, a resolução espacial do equipamento pode ser menor que 20nm.



Figura 5.7: Sistema de Litografia por Feixe de Elétons do Labnano/CBPF.

As estruturas são previamente desenhadas no programa GDSII VIEWR, Figura.5.8. Posteriormente, o desenho é transferido para o substrato coberto por PMMA. Em seguida, é feita a revelação do PMMA através de um ataque químico. O ataque é realizado com uma solução de 83% de álcool isopropílico e 17% de água, do qual o substrato com o PMMA sensibilizado é mergulhado durante 60s. O tempo de revelação deve ser controlado de maneira que se ajuste a dose de exposição do feixe de elétrons. A dose é a quantidade de carga por unidade de área na qual os elétrons irradiam. A dose determina em conjunto com o tempo de revelação a correta dimensão das estruturas e principalmente a definição das bordas.



Figura 5.8: Desenhos feitos no programa GDSII VIEWR que são transferidos pela LFE para o substrato. Os números ao lado são utilizados para identificar as amostras de diferentes geometrias.

Algumas amostras produzidas neste trabalho tiveram as dimensões diferente do esperado. Para solucionar este problema um teste de dose é feito sempre que necessário para ajustar as dimensões. Para facilitar o teste, o parâmetro tempo de revelação foi mantido constante em 60s. Estruturas em forma de linhas foram criadas na litografia com diferentes doses. Após serem reveladas, as linhas são depositadas com Py por Magnetron Sputtering seguidas do processo de lift-off. Em seguida, uma imagem obtida por MEV revela qual dose foi melhor ajustada ao tempo de revelação de acordo com as dimensões desejadas, veja exemplo da Figura. 5.9. As doses utilizadas na fabricação das amostras neste trabalho foram de 100 - 150 μC^2 .



Figura 5.9: Estruturas fabricadas para teste dose. A dose é escolhida observando a largura dos retângulos com a dimensão mais próxima do desejado.

5.1.7 Calibração da Espessura por Raios X

Após realizar o teste de dose as amostras podem ser fabricadas com as dimensões desejadas. Após serem fabricadas pela LFE se faz a deposição do filme magnético. As amostras foram depositadas com único filme de Py por RF “Magnetron Sputtering”. Os parâmetros da deposição são: potência da fonte de 65W, pressão de base antes do depósito de 8×10^{-8} Torr, pressão de depósito do Ar 5×10^{-3} Torr. A distância entre alvo e substrato é de 10mm. O “Magnetron Sputtering” utilizado na deposição do filme, veja Figura.5.10, é da AJA INTERNATIONAL e possui 5 diferentes canhões sendo possível depositar diferentes camadas de filmes sem a quebra do vácuo.



Figura 5.10: “Magnetron Sputtering” utilizado na deposição de filmes finos.

As estruturas fabricadas neste trabalho possuem propriedades magnéticas sensíveis a geometria e dimensão. Um cuidado especial foi feito no controle da espessura do filme depositado. A calibração da espessura do filme foi obtida por técnica de Difração por Raios - X. Foi depositado em um substrato de Si/SiO₂ filme fino de Py com os parâmetros ajustados para uma espessura de 60nm. O filme é levado para um Difratorômetro por Raios - X da (X' Pert PRO da Panalytical). O Difratorômetro irradia Raios X de Cu com comprimento de onda de 1,54056 Angstrom que incidem no Py. A difração gera espectros que são localizados nos picos de difração de Bragg, veja Figura 5.11.

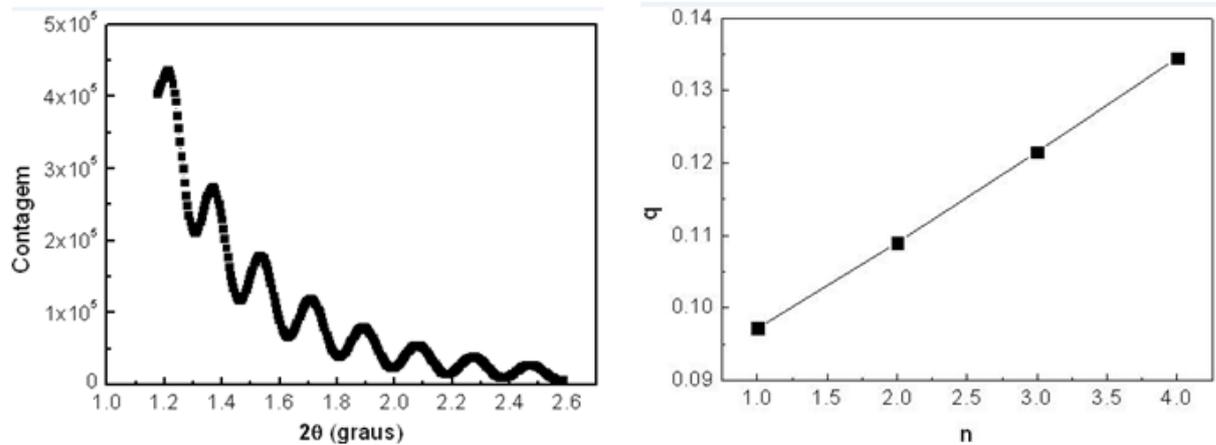


Figura 5.11: Picos de difração de Bragg obtidos por Raios X.

A análise do espectro é feita através do vetor de espalhamento q que pode ser construído seguindo a equação,

$$q = \frac{4\pi \sin\theta}{\lambda} \quad (5.1)$$

onde λ é o comprimento de onda e θ o ângulo em cada pico de difração .

A equação de Bragg é utilizada para calcular a espessura através de um ajuste linear dado por,

$$q = an + b \quad (5.2)$$

onde n é o número de picos de difração.

O coeficiente angular da reta é a e o linear é b .

A espessura do filme é obtida por,

$$d = \frac{2\phi}{a} \quad (5.3)$$

onde d é a espessura do filme. O filme é depositado numa taxa τ em Angstrom/s.

A taxa é a razão entre a espessura do filme e o tempo T de deposição. Pode - se então relacionar a taxa com a espessura d por,

$$\tau = \frac{d}{T} \quad (5.4)$$

Finalmente após depositar o filme de Py com a espessura previamente calculada, a amostra passa pela última etapa de produção que é o lift-off. Nesta etapa, a amostra é mergulhada em acetona para que seja retirada o material das áreas não sensibilizadas. Geralmente, a amostra é mergulhada em acetona no tempo de 8 horas. O tempo pode ser menor, mas a escolha foi feita para que o lento processo de lift-off evite defeitos de borda ou que partes do material magnético não sejam dissolvidas. Ainda assim, a amostra é posta sobre a radiação de ultra som durante 5s para retirar qualquer resíduo.

Amostras de diferentes geometrias foram produzidas seguindo estes processos descritos acima. Como exemplo, uma imagem (ver Fig. 5.12) feita por MEV mostra uma dessas amostras que foi investigada neste trabalho. Um nanofio de 435 nm de largura e 30nm de espessura e $100\mu\text{m}$ de comprimento. É destacado um defeito em forma triangular que é fabricado a meia distância entre o início e meio do nanofio. Esta e outras estruturas foram investigadas e os resultados serão apresentados no próximo capítulo.

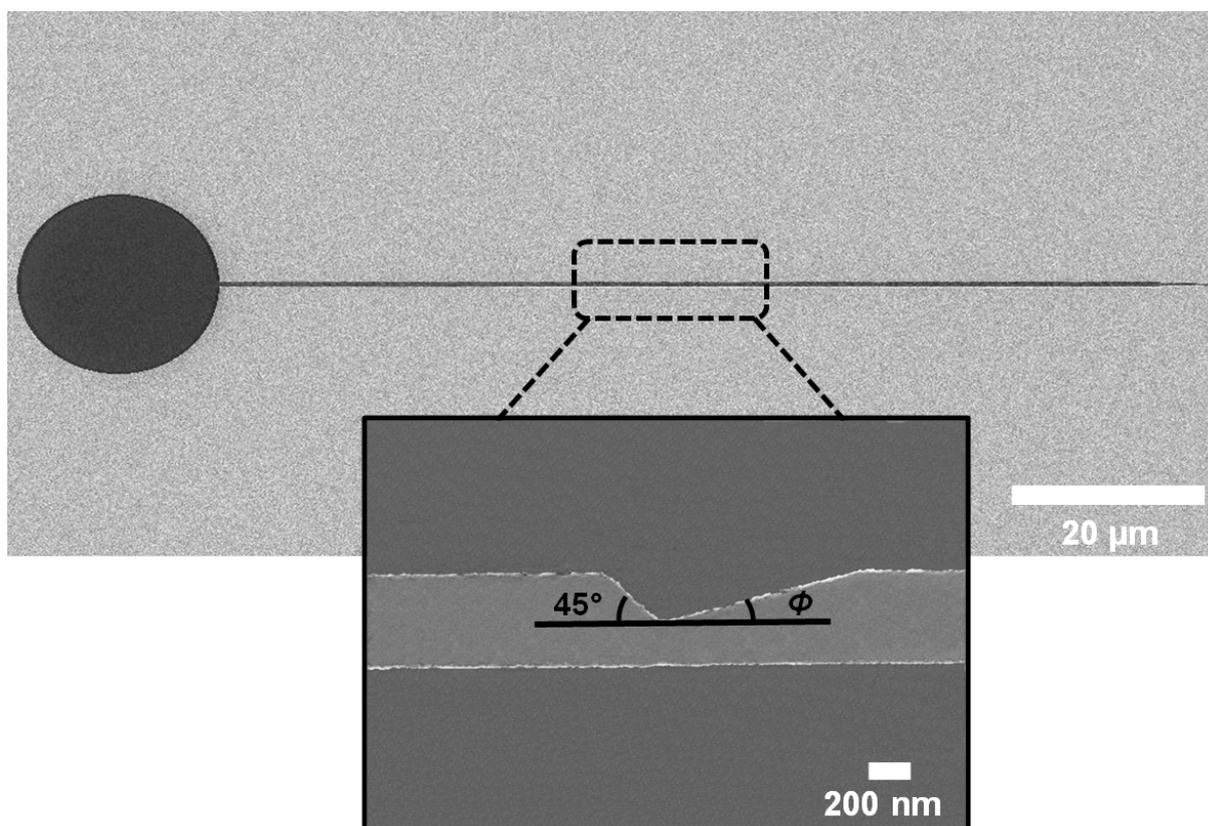


Figura 5.12: Nanofio produzido por LFE e Magnetron Sputtering. Em detalhe um defeito triangular assimétrico produzido a meia distância entre o início e meio do nanofio.

Capítulo 6

Resultados

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos ao longo do trabalho. A primeira seção é dedicada a obtenção da maior sensibilidade e resolução espacial do sistema F-MOKE. A sequência dos resultados mostra que o objetivo desta parte do trabalho foi medir a curva de histerese de uma única estrutura e testar a performance do sistema F-MOKE. São também abordados aspectos do magnetismo observados nas curvas de histerese. Na segunda seção os resultados são direcionados a interação da parede de vórtice com defeitos em linhas. A investigação das propriedades magnéticas de vórtices nas linhas foram obtidas por curvas de histerese medidas em diferentes seções da linha. Ao apresentar os resultados experimentais será feita, sempre que necessário, uma comparação com as simulações micromagnéticas amplamente realizadas para auxiliar a compreensão dos efeitos observados nas curvas de histerese.

6.1 Sensibilidade MOKE obtida em Micro e Nanoestruturas Individuais

A performance do F-MOKE apresentado no capítulo 4 foi testada através da medida de curvas de histerese em estruturas de dimensões laterais abaixo de 100nm. As estruturas definidas por litografia de feixe de elétrons têm geometrias na forma de discos, quadrados e nanofios (linhas). Cada geometria apresenta configurações magnéticas diferentes e a inversão da magnetização se dá através de criação, deslocamento e aniquilação de paredes de domínios. Enquanto o sinal MOKE em filmes contínuos é independente da largura do feixe luminoso, em pequenas estruturas a intensidade do sinal resultante depende da área iluminada pelo feixe. Isto requer uma alta sensibilidade do sistema de medidas MOKE para investigar os processos de magnetização em pequenos elementos individuais. O limite desta sensibilidade será apresentado nas próximas seções.

6.1.1 Histereses em pequenos discos individuais

Pequenos discos individuais foram crescidos em substrato de Si/SiO₂ utilizando Litografia por Feixes de Elétrons (LFE) e Magnetron Sputtering. Os discos têm diâmetros entre 1 e 3 μm e a espessura do filme de Py (Ni₈₀Fe₂₀) é de 40nm, veja imagem obtida por MEV na Figura.6.1. Os discos com 2,5 μm de diâmetro são ordenados em matrizes de 6x6 elementos. A separação entre os discos é de 20 μm bordo à bordo, 4 vezes maior que o diâmetro do feixe luminoso do F-MOKE. O filme magnético foi depositado com pressão de base de 8 × 10⁻⁸ Torr. Todos os outros discos de diâmetros diferentes foram produzidos com os mesmos parâmetros.

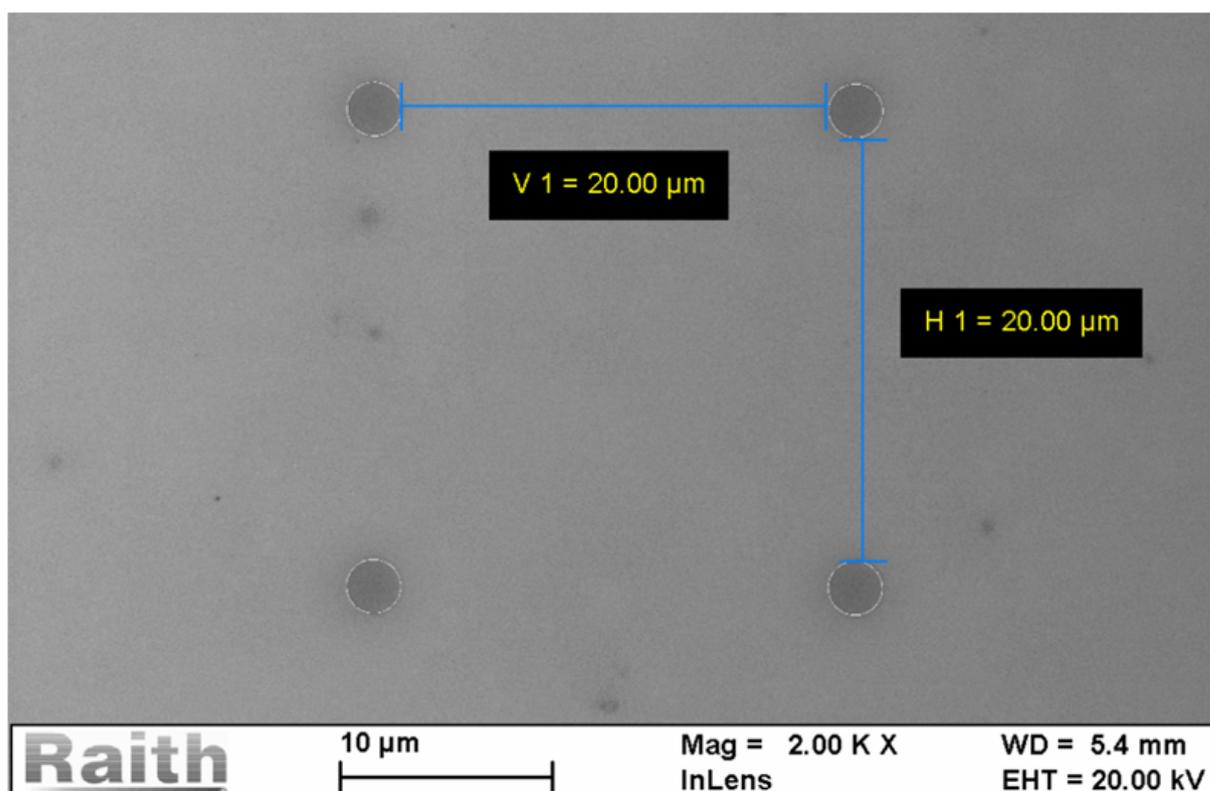


Figura 6.1: Imagem MEV de quatro discos com 2,5 μm de diâmetro distribuídos numa matriz. O espaçamento é de 20 μm bordo à bordo. A imagem é obtida com detector InLens com tensão de aceleração de 20 KV e distância de trabalho WD de 5,4mm.

A separação de 20 μm entre os discos permitiu medir curvas de histerese em apenas um. Para isto foi necessário obter uma boa relação sinal-ruído devido a pequena área magnética iluminada pelo feixe. Como foi descrito no capítulo 4 no desenvolvimento do F-MOKE, o feixe luminoso é inicialmente posicionado fora do disco e o sinal resultante nas duas entradas de luz do fotodiodo zerada. O disco é deslocado para área do feixe e a reflexão óptica é monitorada pela variação da intensidade do sinal no lock-in. O pequeno volume magnético do disco gera uma reflexão da luz de baixa intensidade resultando numa pequena variação do sinal medido no lock-in. Esta foi uma dificuldade na medida dos discos individuais principalmente de 1 μm de diâmetro que tem o menor volume magnético. Primeiro, as

curvas de histerese foram medidas nos discos maiores veja um exemplo na Figura.6.2 para o disco com $2.5\mu\text{m}$ de diâmetro. A imagen MEV inserida no gráfico, mostra o disco com a medida do diâmetro representada pela barra azul.

A boa relação sinal-ruído da curva permitiu investigar as propriedades magnéticas nos demais discos de $3\mu\text{m}$, $2\mu\text{m}$ e $1\mu\text{m}$ de diâmetro. Em trabalhos anteriores, curvas de histerese já tinham sido obtidas em redes de discos com espaçamento entre eles menor que o diâmetro do feixe. O conjunto de vários discos iluminados pelo feixe produzem um sinal magneto-óptico maior tornando mais fácil a aquisição das curvas de histerese [91]. Neste trabalho as curvas de histerese são obtidas em discos individuais mostrando um avanço da técnica e a possibilidade de eliminar qualquer efeito de interação entre os discos.

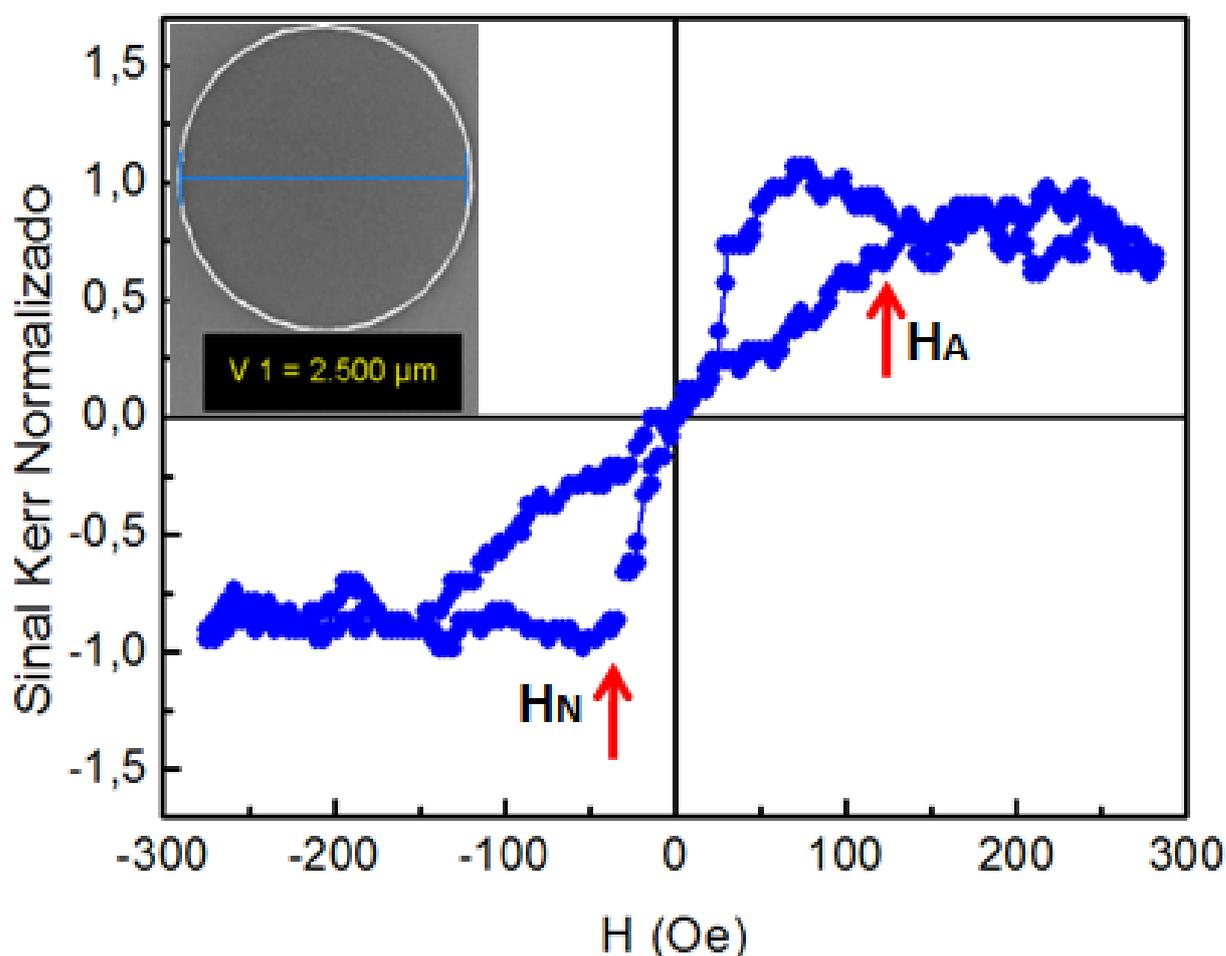


Figura 6.2: Curva de histerese obtida por F-MOKE para um disco individual de $2,5\mu\text{m}$ de diâmetro. Uma imagen MEV do disco é inserida no gráfico. Destacados por setas vermelhas estão os campos H_N de nucleação e H_A de aniquilação. A origem destes campos será abordada ao longo do texto.

A curva de histerese mostra um comportamento peculiar da magnetização nestes objetos

que é melhor interpretada através do entendimento da estrutura magnética. Em pequenos discos ferromagnéticos de materiais macios e de baixa anisotropia magnetocristalina, a magnetização pode formar um vórtice tal como em nanofios e linhas (ver Cap.2) . A magnetização tangencia a borda do disco devido à anisotropia de forma reduzindo a energia de desmagnetização. No centro do disco a alta energia de troca dos momentos magnéticos, força uma pequena área de magnetização na direção normal ao plano do disco formando o núcleo do vórtice, veja as imagens obtidas por simulação micromagnética da Figura. 6.3. A geometria do disco é de $2,5\mu\text{m}$ de diâmetro e 40 nm de espessura. O tamanho de célula é de $5\times 5\times 40\text{nm}^3$. A configuração magnética inicial é escolhida para ser um vórtice formado no processo de relaxação magnética.

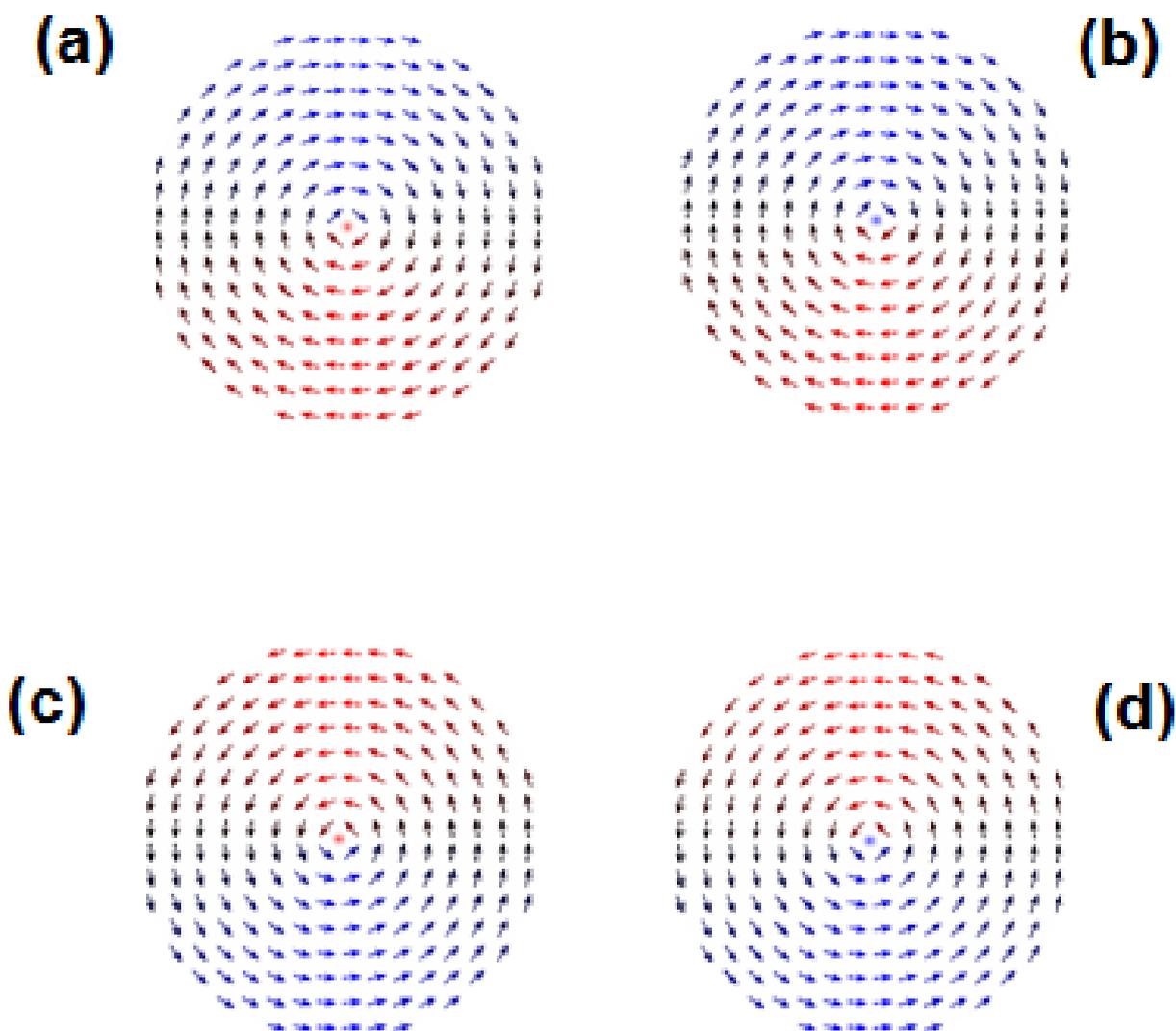


Figura 6.3: Simulação micromagnética obtida por código MUMAX³. A configuração é obtida em campo magnético nulo. Em (a) e (b) a circulação é CW (horária), (c) e (d) a circulação CCW (anti-horária). No centro do disco os pontos vermelho $p=+1$ e azul $p=-1$ dos momentos magnéticos no núcleo têm direção normal ao plano do disco.

A magnetização no plano do disco pode ter dois sentidos: horário (CW) Figuras.6.3 (a) e (b) e anti-horário CCW Figuras.6.3 (c) e (d). No centro do disco a magnetização do núcleo é perpendicular ao plano. O núcleo tem polarização $p= +1$ Figuras.6.3 (a) e (c) e $p= -1$ Figuras.6.3 (b) e (d). Os pontos vermelho e azul no centro do disco indicam a direção da magnetização normal ao plano do disco. Para o vermelho a magnetização do núcleo é para cima enquanto azul a magnetização está para baixo. As cores dos vetores magnéticos no plano do disco são diferentes para cada direção. Vórtices em disco podem ter quatro combinações de circulação e polaridade de mesma energia à campo nulo. Cowburn, foi quem primeiro mediu curvas de histerese típicas de vórtice em redes de discos utilizando efeito kerr magneto-óptico [92]. A polaridade do núcleo foi observada por Microscopia de Força Magnética por Shinjo [93].

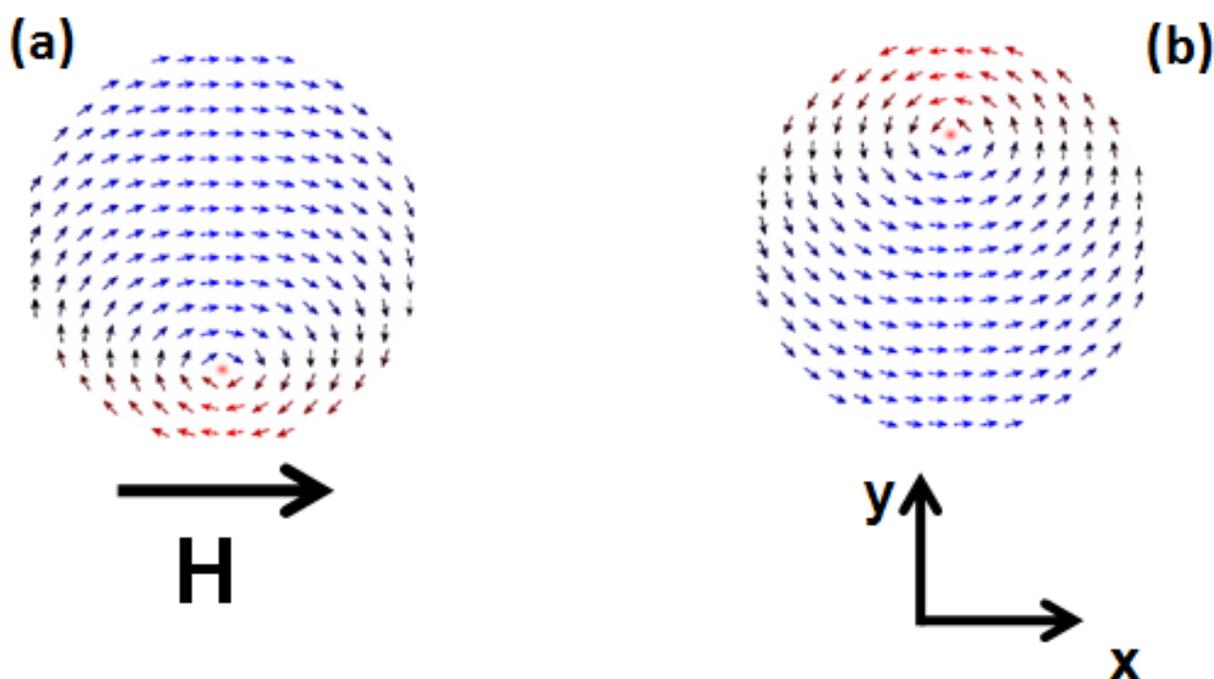


Figura 6.4: Simulação obtida por código mumax³. Movimento do núcleo do vórtice sobre a ação de um campo magnético aplicado na direção x . Em (a) a circulação é CW (horária) e o núcleo se desloca na direção $(-y)$, (b) a circulação CCW (anti-horária) o núcleo se desloca na direção $(+y)$.

A fim de entender as principais características da curva de histerese obtida para o disco individual de $2,5\mu\text{m}$ de diâmetro, simulações micromagnéticas foram realizadas para auxiliar a compreensão do resultado experimental. Inicialmente, o vórtice é formado no disco em campo nulo com o núcleo centralizado nas posições $(x = 0, y = 0)$. Após o vórtice ser estabilizado o campo magnético é aplicado no plano do disco na direção $+x$ em passos de 1 Oe, veja Figura.6.4. Os momentos magnéticos no plano do disco se alinha na direção do campo magnético. Isto aumenta uma área no disco com momentos magnéticos paralelos ao campo mudando a configuração magnética inicial. O núcleo do vórtice antes no centro do disco, se move perpendicular ao campo magnético na direção $+y$ ou $-y$ dependendo apenas da circulação CW ou CCW. Se por exemplo, a circulação

for CW e o campo magnético aplicado em $(+\mathbf{x})$ para ambas polaridades do núcleo o deslocamento será na direção $-\mathbf{y}$ Figura.6.4(a). O oposto acontece para circulação CCW na qual o núcleo se desloca na direção $+\mathbf{y}$ como mostra a Figura.6.4 Figura.6.4 (b).

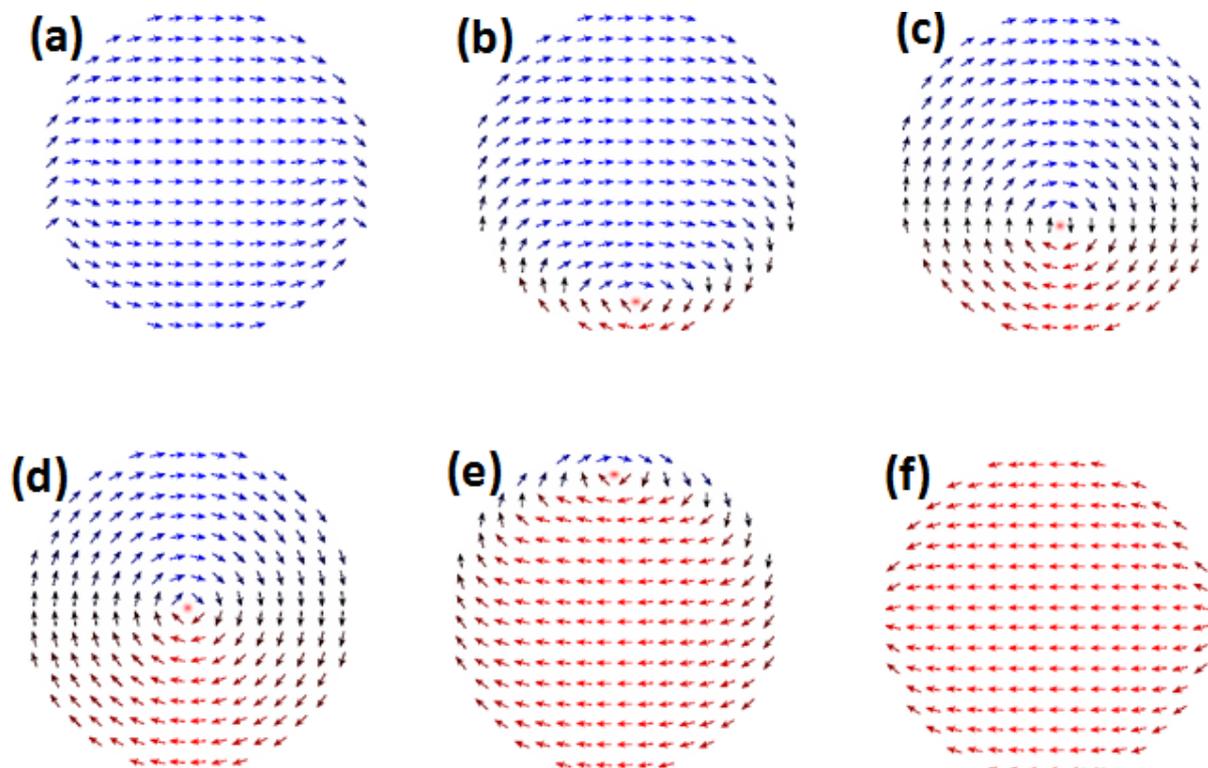


Figura 6.5: Transição de configuração de mono-domínio para vórtice. O processo é obtido através de nucleação, deslocamento e aniquilação do vórtice.

Os efeitos observados nas simulações são utilizados para entender o movimento do vórtice sobre a ação de campo magnético e compreender a forma da curva de histerese do disco de $2,5\mu\text{m}$. A resposta da magnetização do disco sobre campo magnético estático é compreendida pela curva de histerese obtida por simulação micromagnética. Antes de mostrar a curva de histerese simulada cada processo da magnetização do disco iniciado da saturação é apresentado na Figura.6.5.

Primeiro, com o campo magnético em 1000 Oe, os momentos magnéticos no discos estão paralelos formando uma configuração de mono-domínio, veja Figura.6.5(a). Reduzindo o campo magnético na direção oposta $-\mathbf{x}$, os momentos magnéticos mudam de sentido na direção do campo. Na borda do disco um vórtice é criado no campo de nucleação H_N e é deslocado na direção do centro perpendicular ao campo magnético Figuras.6.5(b) e (c). O campo é reduzido a zero e o núcleo do vórtice é localizado no centro do disco Figura.6.5(d). Nesta configuração a soma dos momentos magnéticos no plano do disco é nula. Esta é a razão da curva de histerese não apresentar coercividade, veja Figura.6.2. Aumentando o campo magnético o vórtice se desloca para o bordo do disco até o campo limite H_N no qual é aniquilado Figura.6.5(e). A saturação magnética é novamente obtida em -1000Oe Figura.6.5(f).

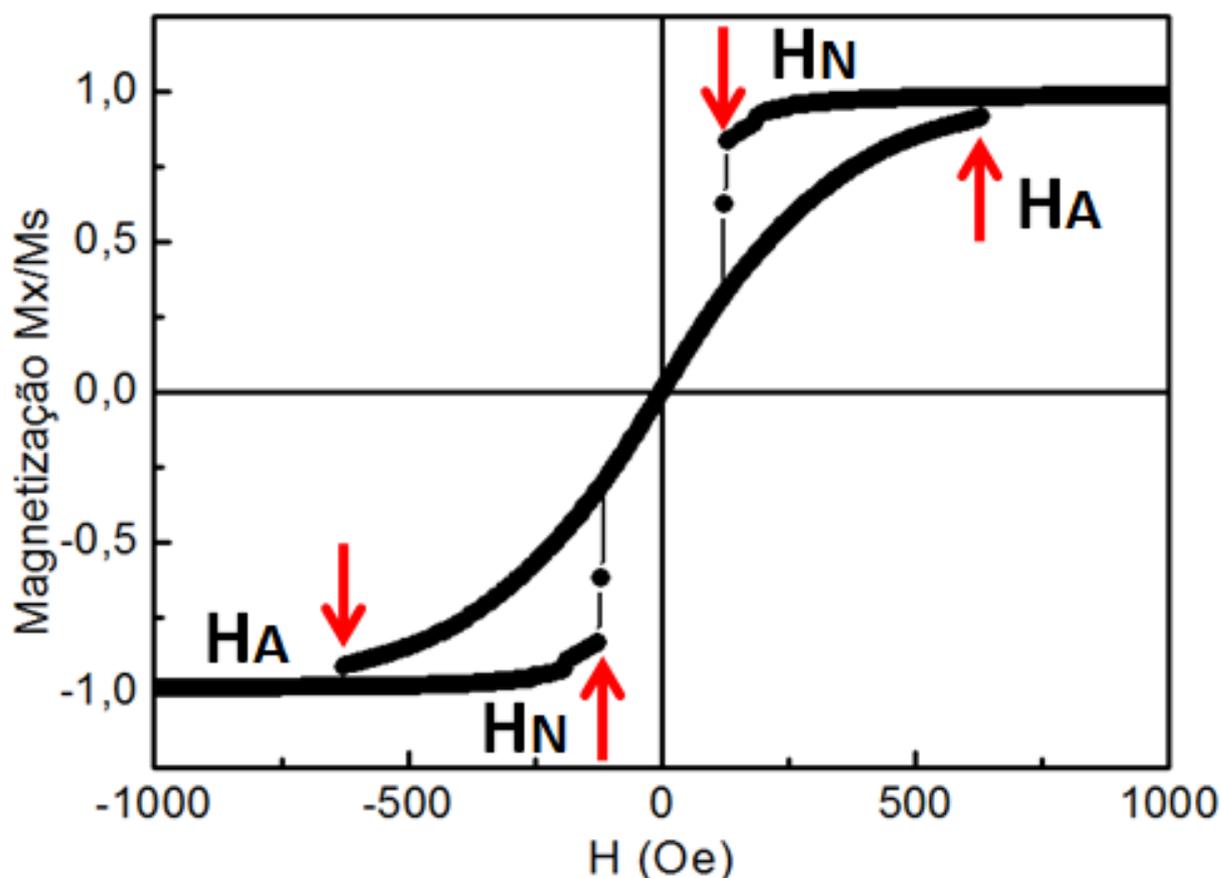


Figura 6.6: Curva de histerese obtida por simulação micromagnética. O diâmetro do disco é de $1\mu\text{m}$. Os campos H_N e H_A são os campos magnético de nucleação e aniquilação, respectivamente.

Os processos observados na histerese mostram uma transição da magnetização de monodomínio para vórtice. Os campos de nucleação e aniquilação são agora facilmente identificados na curva de histerese como mostra a Figura.6.6. Ambas curvas de histerese experimental e simulada têm um comportamento semelhante.

Muitos aspectos interessantes podem ser observados nas simulações micromagnéticas para compreender os resultados experimentais. Para um disco de diâmetro D , o campo de aniquilação tem sempre o mesmo valor independente da combinação entre circulação e polaridade. O mesmo ocorre para o campo de nucleação. Outro aspecto interessante é acerca da circulação do vórtice na nucleação. Se um vórtice com circulação CW é aniquilado o disco irá apresentar na saturação magnética uma configuração de monodomínio. Reduzindo o campo magnético um novo vórtice é criado no disco com dada circulação (CW ou CCW) e polaridade (+1 e -1). No entanto, não é possível em discos de geometria circular controlar a circulação deste novo vórtice. As quatro combinações de circulação e polaridade são possíveis no processo de nucleação. Isto está ligado a anisotropia de forma do disco que pode favorecer ambos vórtices de circulação CW ou CCW em discos circulares [91, 93, 94]. Além disto, para o mesmo disco os processos

de nucleação e aniquilação ocorrem para barreiras de energias que são independentes das propriedades magnéticas do vórtice [93, 94].

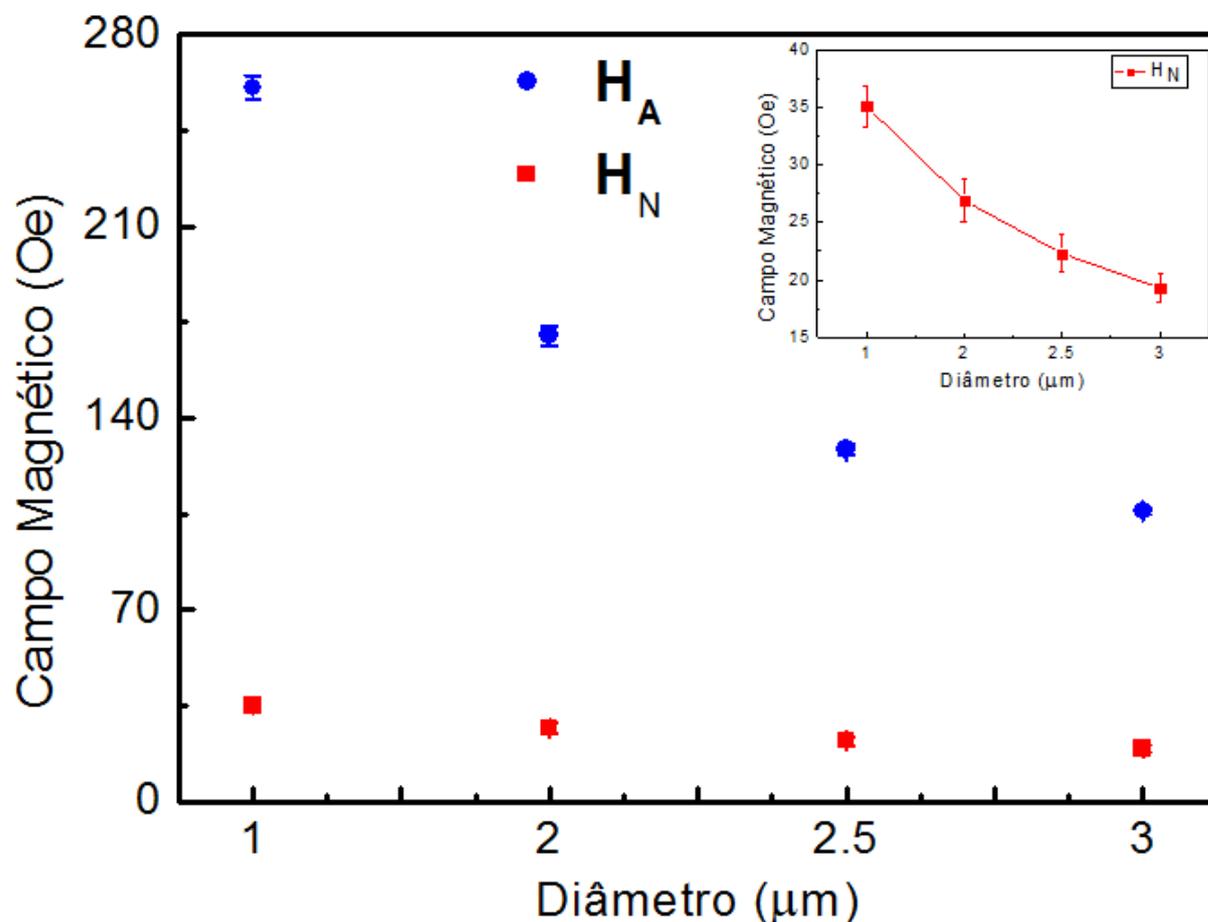


Figura 6.7: Campos de aniquilação e nucleação do vórtice em função do diâmetro do disco. O aumento do diâmetro do disco decresce o valor de campo necessário para nuclear e aniquilar o vórtice. A figura inserida ajuda a observar a barra de erros para o campo de nucleação.

Por último, a dependência dos campos magnético de aniquilação H_A e nucleação H_N foram medidos como função do diâmetro do disco. As curvas de histerese foram medidas nos discos de $3\mu\text{m}$, $2,5\mu\text{m}$, $2\mu\text{m}$ e $1\mu\text{m}$ de diâmetro. Para melhor observar a dependência de H_A e H_N como função do diâmetro do disco, veja Figura. 6.7, as curvas de histerese foram medidas em 10 discos diferentes para cada diâmetro. Os campos magnéticos de aniquilação tiveram em média um erro de $\pm 4,5$ para o disco de $1\mu\text{m}$, $\pm 3,5$ para $2,5\mu\text{m}$, ± 2 para $2\mu\text{m}$ e ± 1 para $3\mu\text{m}$. Os campos de nucleação tiveram valores médios com erro de $\pm 1,5$ para $1\mu\text{m}$, $\pm 1,7$ para $2\mu\text{m}$, $\pm 1,8$ para $2,5\mu\text{m}$ e ± 1 para $3\mu\text{m}$. Ambos campos H_A e H_N decrescem com o aumento do diâmetro do disco tendo uma forte dependência com a geometria [91, 94, 95, 96].

6.1.2 Sensibilidade MOKE em Discos Individuais

Na seção anterior foram apresentados os resultados das curvas de histerese obtidas em discos individuais com diferentes diâmetros. O principal aspecto abordado foram os diferentes processos de magnetização envolvendo nucleação, deslocamento e aniquilação do vórtice. Nesta seção será dada outra abordagem dos resultados voltado para sensibilidade do sistema de medidas. Como dito anteriormente, curvas de histerese foram obtidas por outros grupos em redes de discos e não em individuais [91].

Aspectos importantes diferem a medida de curvas de histerese em discos individuais utilizando técnicas magneto-óptica das feitas em redes de discos. Algumas dificuldades podem ser numeradas aqui. Lembrando que antes de obter a curva de histerese, o feixe de luz não está iluminando o disco ou qualquer outra estrutura individual. No sistema, a estrutura é deslocada na direção do feixe. Devido ao pequeno volume magnético, quando o feixe ilumina o disco gera uma reflexão de baixa intensidade. Isto pode gerar instabilidades na medida diminuindo o tempo de média que as curvas podem ser adquiridas no osciloscópio. Outro aspecto que leva a uma dificuldade na medida é a observação dos discos na superfície do substrato utilizando o microscópio MOKE. Ainda assim, com o desenvolvimento do sistema F-MOKE foi possível medir as curvas de histerese nos discos individuais. A curva de histerese obtida para o disco de $1\mu\text{m}$ mostra um comportamento típico de uma transição magnética de mono-domínio para vórtice como foi apresentando na seção anterior, veja Figura. 6.8.

Para exemplificar as dificuldades impostas a esta medida, a porcentagem correspondente à área do feixe que ilumina todo disco foi calculada. A área do disco é estimada em,

$$A_D = \pi(0,5\mu\text{m})^2 \quad (6.1)$$

enquanto a área do feixe luminoso é dada por,

$$A_F = \pi(2,5\mu\text{m})^2 \quad (6.2)$$

fazendo a razão entre as áreas representa somente,

$$A_I = \frac{\pi(0,5\mu\text{m})^2}{\pi(2,5\mu\text{m})^2} = 4\% \quad (6.3)$$

da área total do feixe.

Ou seja, 96% da área do feixe ilumina o substrato que não contribui para o sinal magnético. Outra interessante propriedade que identifica a sensibilidade necessária para medir a curva de histerese em objetos individuais é o momento de dipolo magnético. Considerando o volume do disco e a magnetização de saturação do Py $8,6 \times 10^5$ A.m, o momento de dipolo magnético é estimado em,

$$\mu = M_s \cdot V_D \quad (6.4)$$

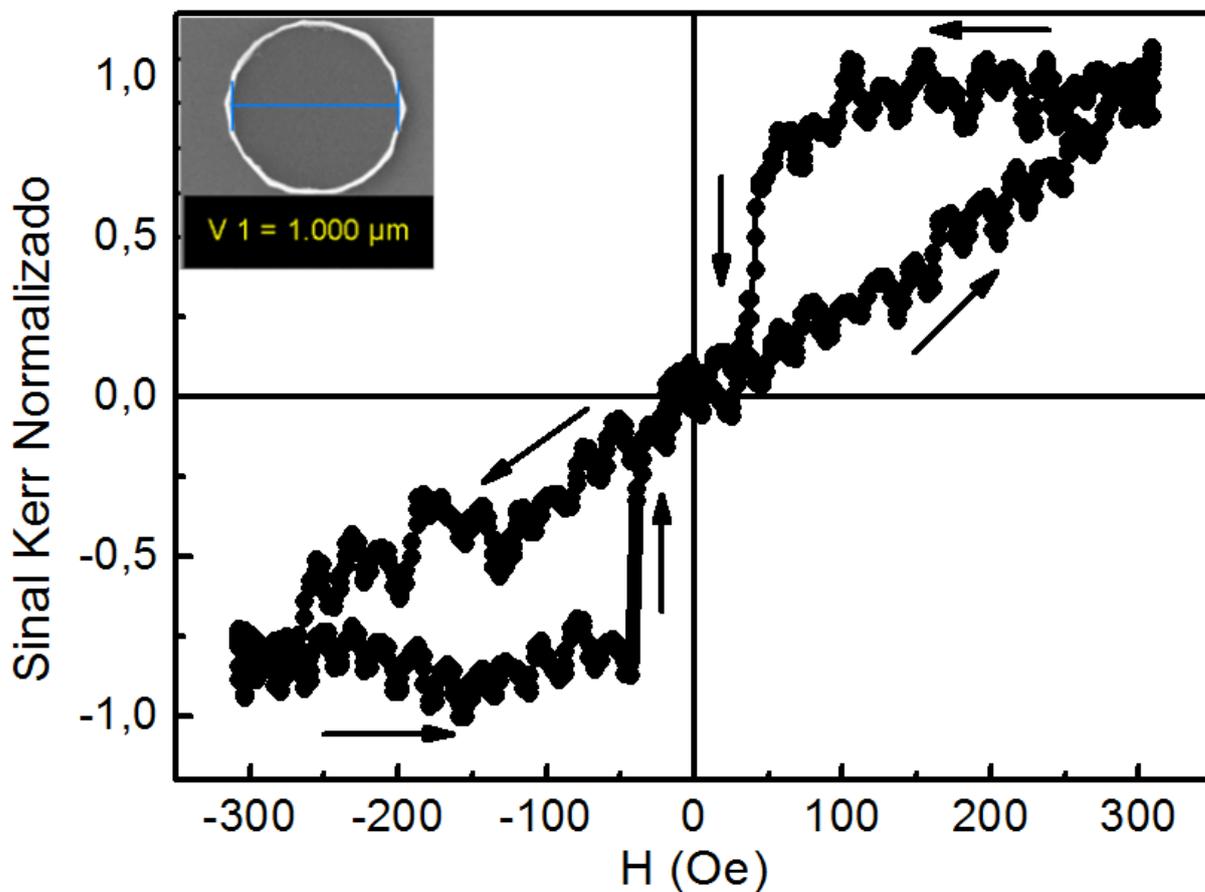


Figura 6.8: Curva de histerese obtida em único disco de $1\mu\text{m}$ de diâmetro. A figura inserida mostra imagem MEV do disco com barra azul medindo o diâmetro.

$$\mu \approx 2.7 \times 10^{-14} \text{A.m}^2 \quad (6.5)$$

$$\mu \approx 2.7 \times 10^{-11} \text{emu} \quad (6.6)$$

que representa um baixo valor de momento magnético.

Obter curvas de histerese em amostras com momento magnético desta ordem de grandeza exige técnicas sensíveis como SQUID [97, 98]. A combinação da técnica F-MOKE com as estruturas fabricadas por LFE possibilitaram investigar a magnetização em outras estruturas de menor volume magnético. Na próxima seção será apresentado os resultados obtidos em quadrados individuais. As curvas de histerese são medidas em quadrados de lado L menor que $1\mu\text{m}$.

6.1.3 Curvas de histerese em pequenos quadrados

Em pequenos quadrados de Py a magnetização pode tangenciar a borda formando assim como em discos uma configuração magnética de vórtice. A relação entre largura e espessura e o tipo de material magnético irá determinar a configuração de mínima energia. Em quadrados de pequena espessura a estrutura magnética pode formar regiões de magnetização com diferentes orientações. Por esta razão, as curvas de histerese medidas nos quadrados são completamente diferentes das curvas obtidas em discos. Embora as dimensões laterais sejam próximas, a espessura dos quadrados é 4 vezes menor que a dos discos.

Os quadrados de lado $2\mu\text{m}$, $1,5\mu\text{m}$, $1\mu\text{m}$ e 800nm foram crescidos por LFE e Magnetron Sputtering em substrato de Si/SiO₂. A espessura do filme de Py é de 10nm . A imagem obtida por MEV mostra como as estruturas foram fabricadas, veja 6.9.

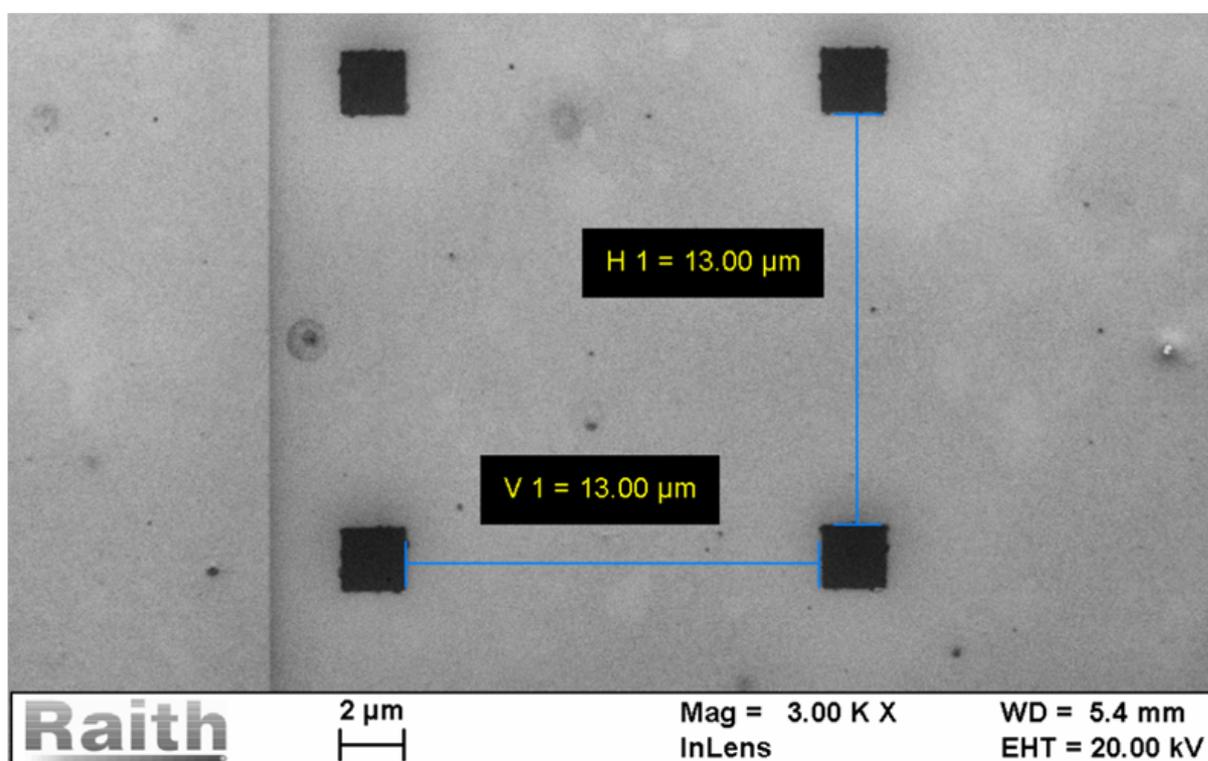


Figura 6.9: Imagem MEV dos quadrados de lado $2\mu\text{m}$ fabricados por LFE. Os quadrados são ordenados numa matriz 5×5 separados por $13\mu\text{m}$ bordo à bordo.

Os quadrados são espaçados $13\mu\text{m}$ de distância bordo à bordo aproximadamente 2,6 vezes maior que o diâmetro do feixe. As estruturas são ordenadas em uma matriz de 5×5 elementos. Curvas de histerese foram medidas com o feixe de luz iluminando um quadrado individual da matriz. Como exemplo, veja Figura.6.10. A curva tem uma boa relação sinal ruído. Iniciando do campo magnético positivo na saturação, os momentos magnéticos no quadrado são paralelos ao campo. Reduzindo o campo magnético até zero e em seguida aumentando na direção oposta (negativa) a magnetização decresce suavemente

até um valor próximo do Sinal Kerr medido em 0,5 . Neste valor a magnetização decresce abruptamente indo a zero do Sinal Kerr no campo magnético coercivo. Aumentando o campo magnético nesta mesma direção a magnetização do quadrado se torna novamente paralela ao campo. O mesmo efeito ocorre se o campo magnético for crescido para valores positivo.

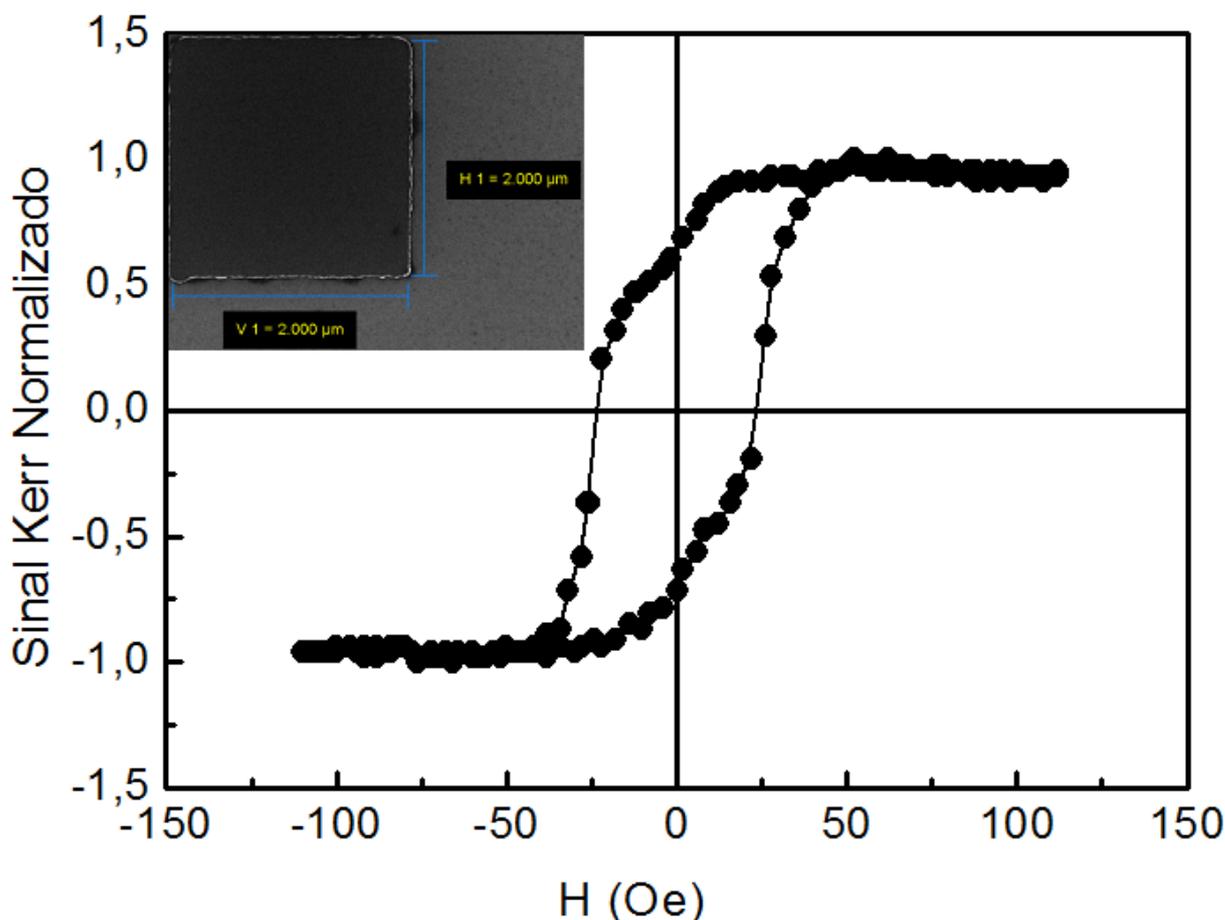


Figura 6.10: Curva de histerese obtida por F-MOKE em quadrado individual de lado $2\mu\text{m}$. A imagem MEV inserida mostra o quadrado e a barra azul com suas dimensões. A boa relação sinal-ruído da medida permite distinguir o comportamento magnético entre os quadrados e discos.

Como pode ser visto na figura.6.10 a curva de histerese tem uma forma completamente diferente das curvas obtidas em discos. A curva de histerese apresenta uma alta remanência além de coercividade, características não observadas nas curvas obtidas em discos. O campo magnético coercivo foi medido em função da largura L do quadrado. Para ter uma estimativa em torno da média, foram medidas curvas de histerese em 10 quadrados diferentes para cada lado L . O comportamento do campo magnético coercivo pode ser observado na Figura.6.11. Para reduzir os domínios formados em quadrados menores é necessário um maior valor do campo magnético. O campo coercivo H_c cresce quando diminui o lado L do quadrado.

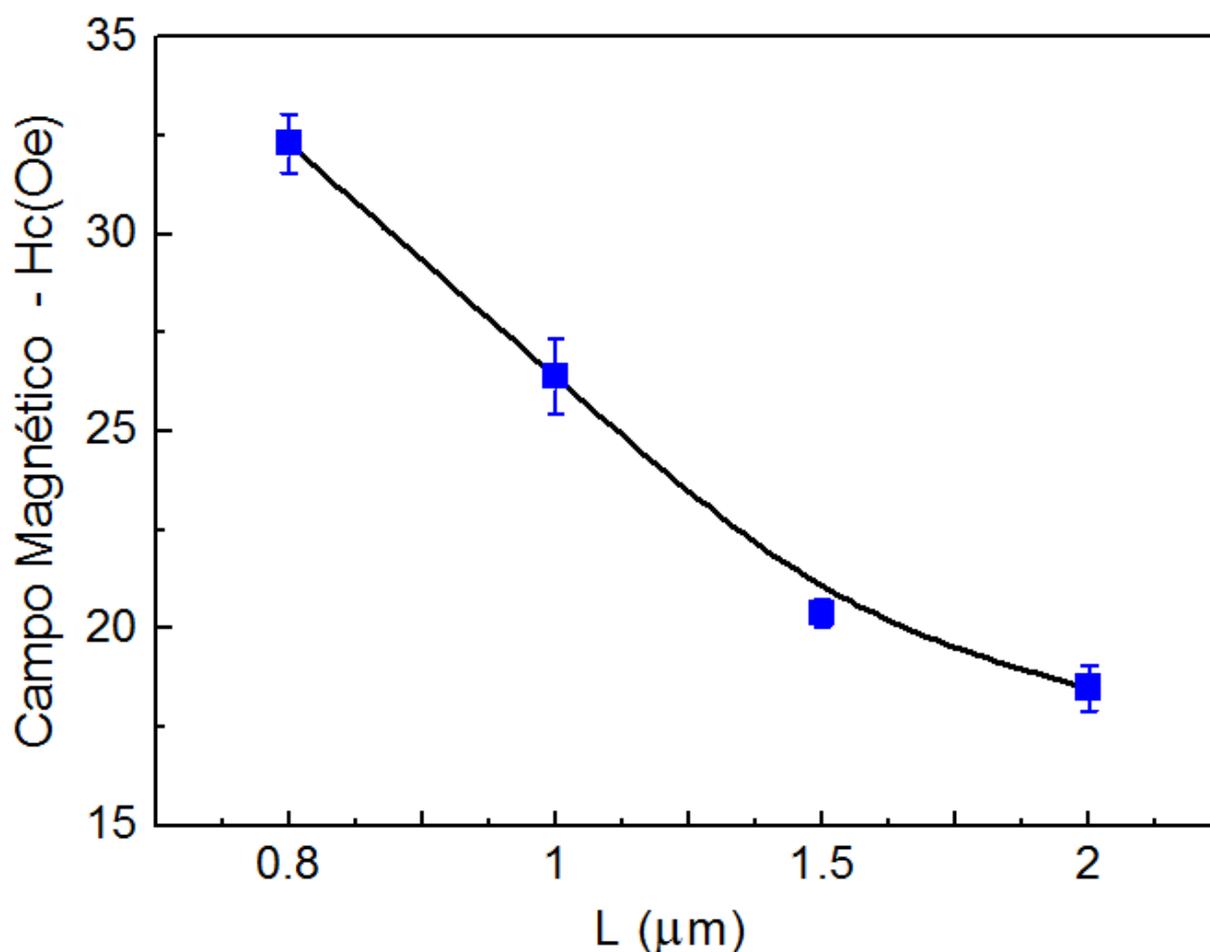


Figura 6.11: Campo magnético coercivo como função da largura L dos quadrados. Os campos coercivos são valores médios extraídos das curvas de histerese de 10 diferentes quadrados. A barra de erro mostra a variação em torno da média.

6.1.4 Sensibilidade MOKE em Quadrados Individuais

A sensibilidade MOKE foi obtida na medida de histerese em pequenos quadrados. As dificuldades em obter curvas com boa relação sinal ruído nesta estrutura foram as mesmas citadas na seção anterior. Reflexão óptica da luz pelo material que gera um sinal de baixa intensidade no lock-in. A pequena área do feixe de luz que ilumina o quadrado. Além da dificuldade em observar as estruturas no substrato. Um bom desenvolvimento da técnica de medida pode diminuir estas dificuldades em obter curvas de histerese em pequenos objetos individuais. A figura.6.12 mostra a curva de histerese obtida de um quadrado individual de lado 800nm. Embora a estrutura tenha um pequeno volume magnético, a curva de histerese mostra uma boa relação sinal-ruído onde é possível distinguir claramente o campo magnético coercivo. A redução da magnetização nesta curva ocorre de forma diferente da curva de histerese obtida do quadrado de $2\mu\text{m}$. A curva tem uma forma quadrada e a magnetização é reduzida a zero no campo magnético coercivo medido pelo sinal Kerr (proporcional a magnetização) de forma mais abrupta.

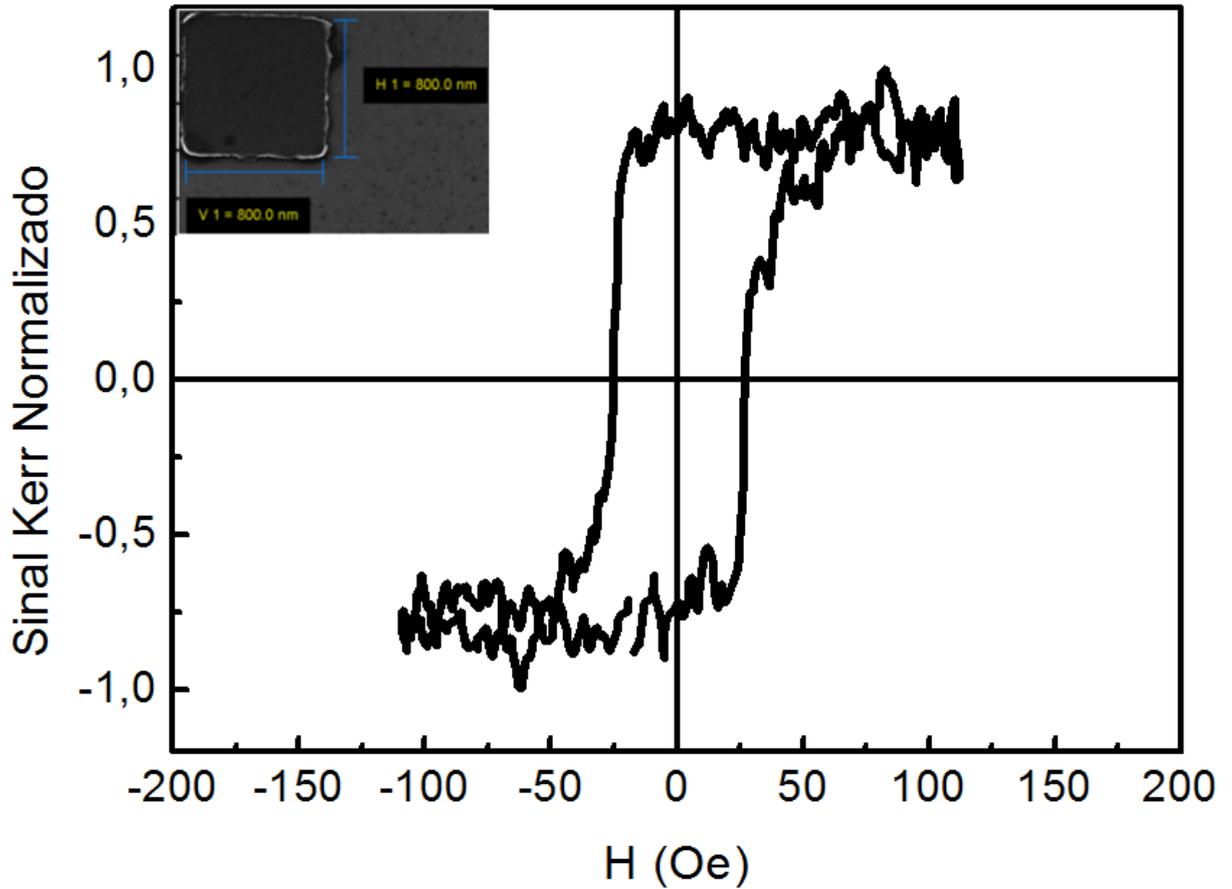


Figura 6.12: Curva de histerese obtida em quadrado individual de lado 800nm. A boa relação sinal ruído da curva mostra a alta sensibilidade do sistema.

Novamente, um cálculo da área da estrutura iluminada pelo feixe e do momento de dipolo magnético, são utilizados para estudar a sensibilidade do sistema de medidas MOKE. Para um quadrado de 800nm ou $0,8\mu\text{m}$ a área é dada por,

$$A_Q = (0,8)(0,8)(\mu\text{m})^2 \quad (6.7)$$

$$A_Q = 0,64(\mu\text{m})^2 \quad (6.8)$$

enquanto a área do feixe luminoso é dada por,

$$A_F = \pi(2,5\mu\text{m})^2 \quad (6.9)$$

$$A_F = 19,6(\mu\text{m})^2 \quad (6.10)$$

e a proporção resultante da área iluminada pela da estrutura resulta em,

$$A_I = \frac{0,64(\mu m)^2}{19,6(\mu m)^2} \quad (6.11)$$

$$A_I = \frac{0,64(\mu m)^2}{19,6(\mu m)^2} \quad (6.12)$$

$$A_I = 0,032 = 3,2\% \quad (6.13)$$

que apresenta 3.2% da área iluminada pelo feixe luminoso.

Ou seja, 96.8% do feixe ilumina o substrato diminuindo ainda mais o sinal magneto-óptico. Uma vez que para o disco de $1\mu m$ de diâmetro as curvas de histerese foram medidas com 4% da área do feixe iluminando a estrutura. A curva de histerese para o quadrado de 800nm foi obtida com a redução de 0.8% desta área.

O momento de dipolo magnético do disco pode ser estimado considerando o volume do quadrado e a magnetização de saturação do Py,

$$V_Q = 0,64(\mu m)^2 \times 0,001(\mu m) \quad (6.14)$$

$$V_Q = 0,64(\mu m)^2 \times 0,001(\mu m) \quad (6.15)$$

$$V_Q = 6,4 \times 10^{-21} \quad (6.16)$$

e o momento de dipolo magnético é estimado em,

$$\mu_Q = M_s \cdot V_Q \quad (6.17)$$

$$\mu_Q \approx 5,5 \times 10^{-15} A.m^2 \quad (6.18)$$

$$\mu_Q \approx 5,5 \times 10^{-12} emu \quad (6.19)$$

uma ordem de grandeza menor que o momento de dipolo calculado para o disco.

As curvas de histerese medidas com o feixe de luz iluminando apenas um quadrado mostra que a performance do sistema de medidas magneto-ópticas não é restrita a geometria ou configuração magnética da estrutura. Nas próximas seções serão apresentadas as curvas de histerese em linhas de dimensão lateral abaixo de 100nm que resultaram na máxima sensibilidade obtida pelo nosso F-MOKE.

6.1.5 Curvas de Histerese em linhas estreitas

Para testar a máxima sensibilidade magneto-óptica do sistema F-MOKE, linhas de dimensões laterais entre 250nm e 50nm foram fabricados por LFE e Magnetron Sputtering. As linhas são de Permalloy com 10nm de espessura crescidas no mesmo substrato de Si/SiO₂. A imagem de uma linha de 250nm de largura foi obtida por MEV, veja Figura.6.13. O comprimento da linha é de 100 μ m. As linhas são dispostas numa matriz de 5x5 elementos. A distância entre os centros das linhas é de 100 μ m.

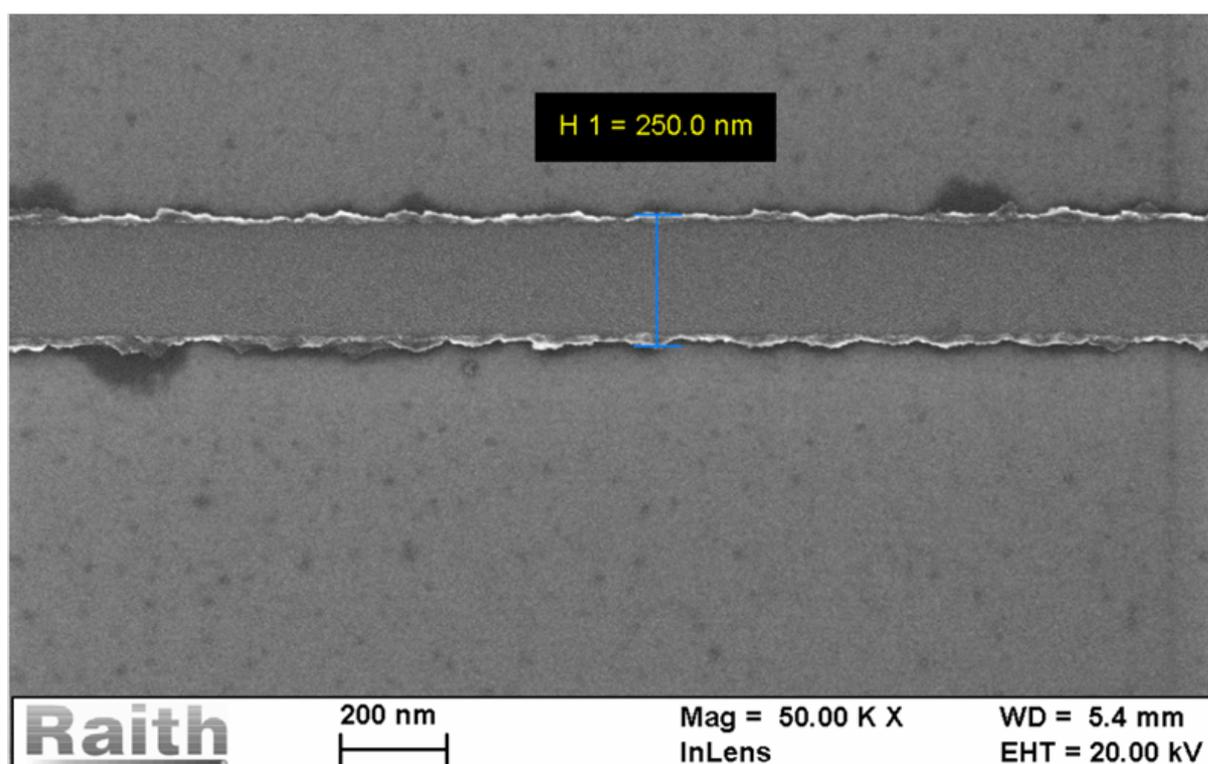


Figura 6.13: Imagem de linha de Py obtida por MEV. A dimensão lateral da linha é de 250nm. O comprimento da linha é de 100 μ m não mostrado na figura.

Linhas de pequenas dimensões laterais formam estruturas magnéticas que tem sido exploradas de maneira experimental e teórica. Estas estruturas são utilizadas em dispositivos magnéticos como fonte de armazenamento de dados através do controle da direção de magnetização. Geralmente, são formadas nestas estruturas dependendo da largura, espessura, e material magnético, paredes de domínio separando momentos magnéticos em direções opostas. Em linhas como Py estas paredes podem ser de dois tipos como foi abordado no Capítulo 2. São elas parede de vórtice e transversal. Por todas estas razões, obter informações acerca da magnetização de linhas finas é de grande interesse para uma série de aplicações. No entanto, muitas técnicas são limitadas para investigar as propriedades magnéticas de linhas. Técnica magneto-óptica com feixe de luz focalizado é uma boa alternativa para estudar o comportamento magnético de paredes de domínio nestas linhas.

As curvas de histerese foram primeiro obtidas na linha de 250nm, veja Figura 6.14. O campo magnético é aplicado no plano da linha paralelo ao eixo. A curva tem uma forma quadrada típica de processos de inversão magnética obtidos em linhas e nanofios.

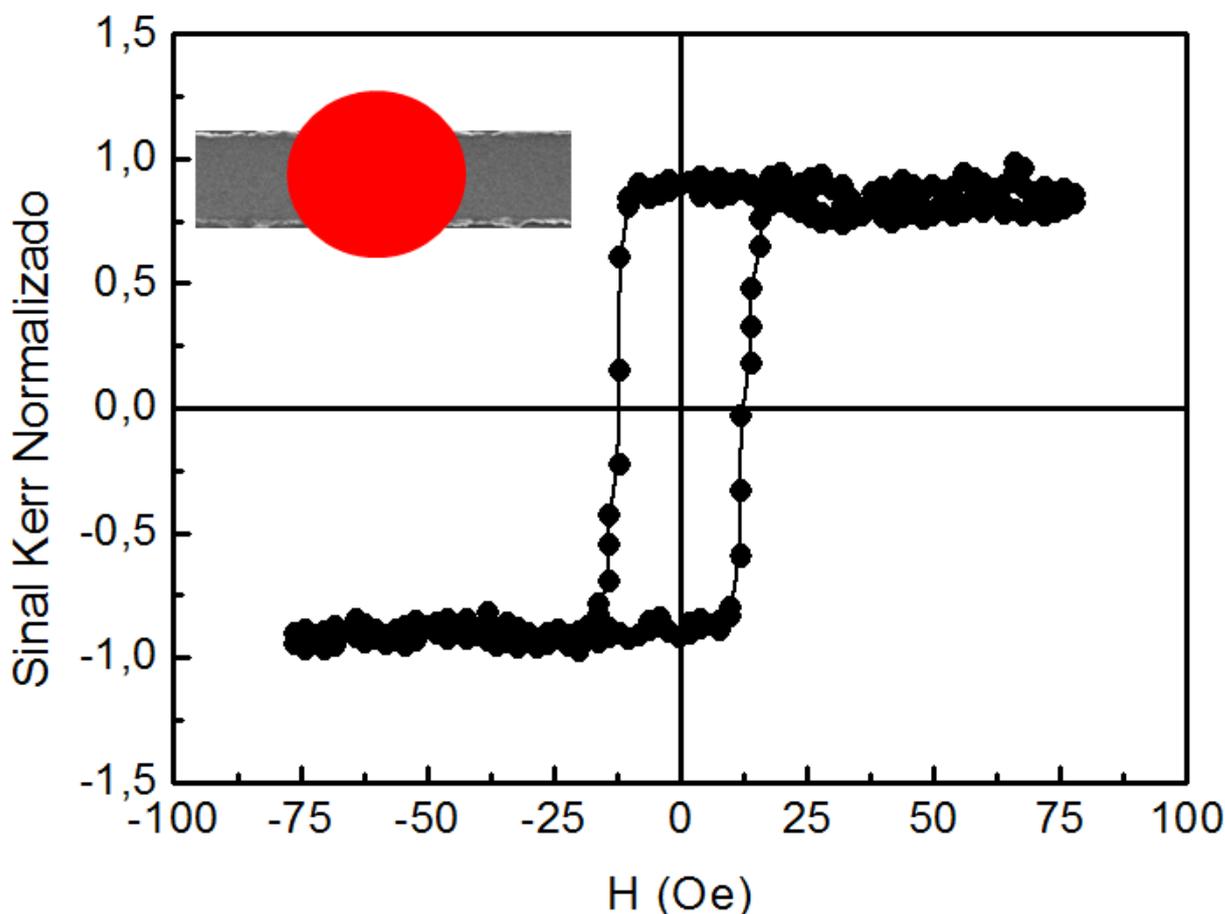


Figura 6.14: Curva de histerese obtida com o feixe de luz iluminando uma dada seção da linha. Uma imagem MEV da linha é inserida com o círculo vermelho representando o feixe.

Iniciando da saturação magnética em campo positivo, os momentos magnéticos na linha são alinhados paralelamente. Reduzindo o campo magnético na direção oposta a magnetização inverte na direção do campo. O processo ocorre com a redução da magnetização que vai a zero no campo magnético coercivo. A redução da magnetização ocorre de maneira repentina característica de curvas com a forma quadrada. Crescendo o campo magnético nesta direção (negativa) os momentos magnéticos da linha se alinham paralelamente ao campo. O mesmo processo é observado reduzindo novamente o campo até zero e em seguida crescendo na direção oposta.

Para linhas com esta dimensão a inversão da magnetização é dada pela propagação de uma parede de domínio transversal como foi descrito no capítulo 2. A parede tem duas direções das quais os momentos magnéticos no centro da parede se alinham transversal ao eixo da linha. A direção pode ser up (para cima) e down (para baixo), veja Figuras. 6.15

obtidas por simulação micromagnética. Os parâmetros para Py são os mesmos utilizados nas simulações dos discos e quadrados. O comprimento da linha é de $10\ \mu\text{m}$, largura 250nm e 10nm de espessura.

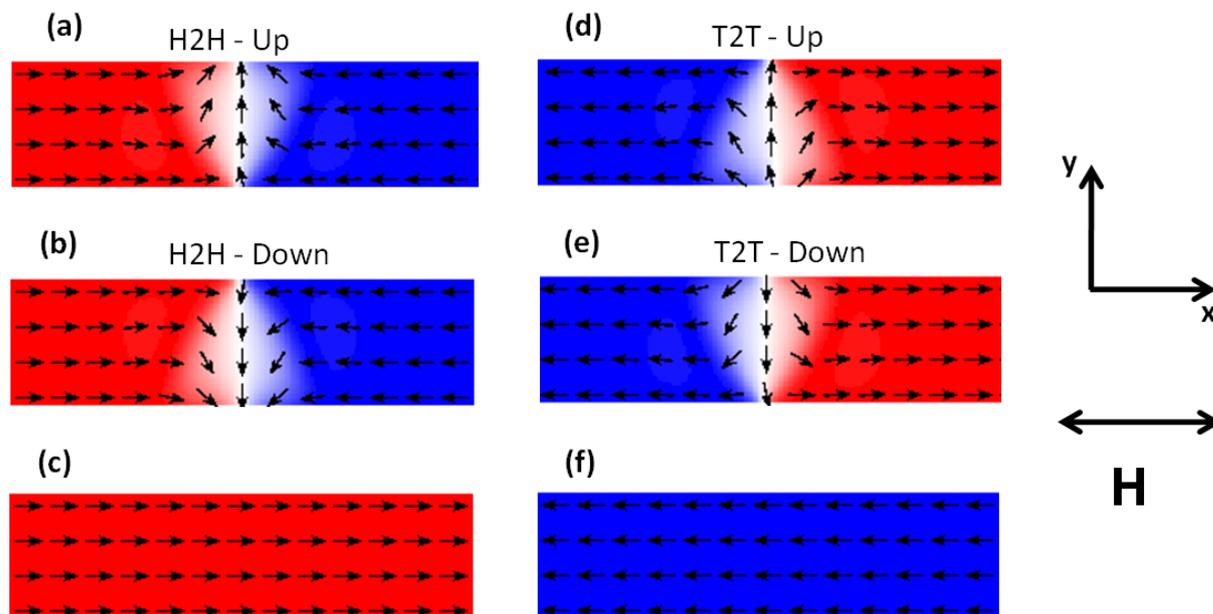


Figura 6.15: Estrutura da parede de domínio transversal obtida por simulação micromagnética. Para ambos H_2H e T_2T os momentos magnéticos no centro da parede podem ter direção up ou down.

A simulação é realizada escolhendo como configuração inicial uma parede transversal no processo de relaxação magnética. Os domínios que contornam a parede transversal podem ser do tipo H_2H ou T_2T . Se o campo magnético é crescido na direção de um dos domínios a parede se desloca ao longo da linha. Para verificar como se dá a inversão da magnetização por propagação da parede transversal, foi simulada a curva de histerese. Nas curvas de histerese obtidas por F-MOKE o feixe luminoso é posicionado numa seção da linha. Um mecanismo semelhante foi realizado nas simulações. A parede transversal é criada a $1\ \mu\text{m}$ de distância do início da linha. Uma pequena área retangular simulando o feixe de luz é posicionado em $5\ \mu\text{m}$. Nesta área é calculada as variações da magnetização m_x na direção do eixo. O campo magnético é crescido em passos de $1\ \text{Oe}$. A passagem da parede pela área retangular faz o valor da magnetização m_x mudar e a curva de histerese é obtida localmente tal como no experimento, veja figura.6.16. A curva de histerese tem um bom acordo com a experimental.

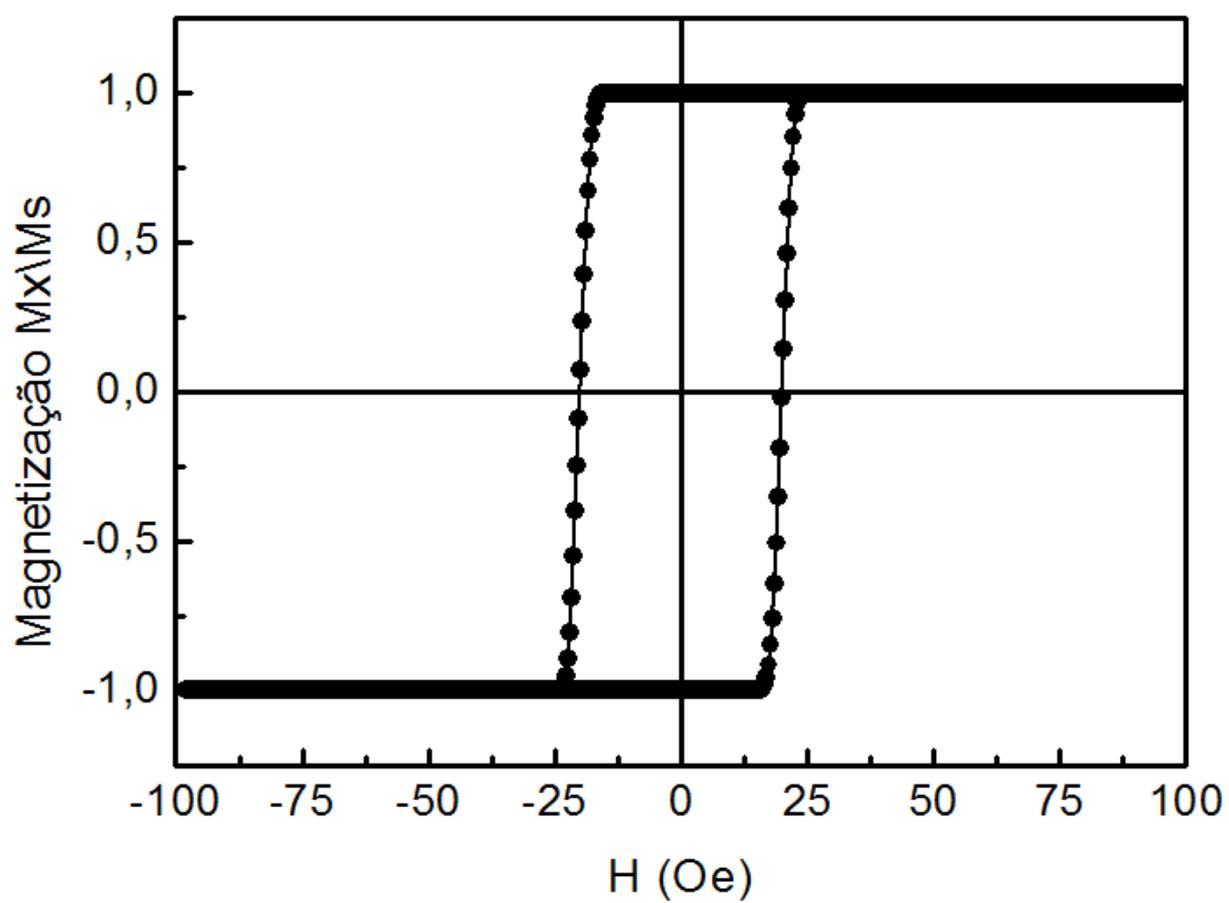


Figura 6.16: Curva de histerese simulada para linha com 250nm de largura. As formas das curvas experimental e simulada são semelhantes.

Após medir a curva de histerese da linha de 250nm de largura, outras linhas de dimensões laterais menores foram estudadas. Novamente 10 linhas diferentes foram medidas em cada largura L para eliminar qualquer defeito na fabricação da estrutura que possa mudar a coercividade. A Figura.6.17 mostra o comportamento do campo magnético coercivo pela largura da linha. Nota-se que o campo magnético coercivo diminui em linhas maiores. O campo magnético coercivo tem uma forte dependência com a largura da linha. O efeito pode ser ligado pela anisotropia de forma que é maior em linhas menores. É a anisotropia de forma que alinha os momentos magnéticos da linha paralelo ao eixo. Se os momentos em linhas menores estiverem fortemente alinhados na direção do eixo, será necessário um campo magnético maior para inverter a sua direção.

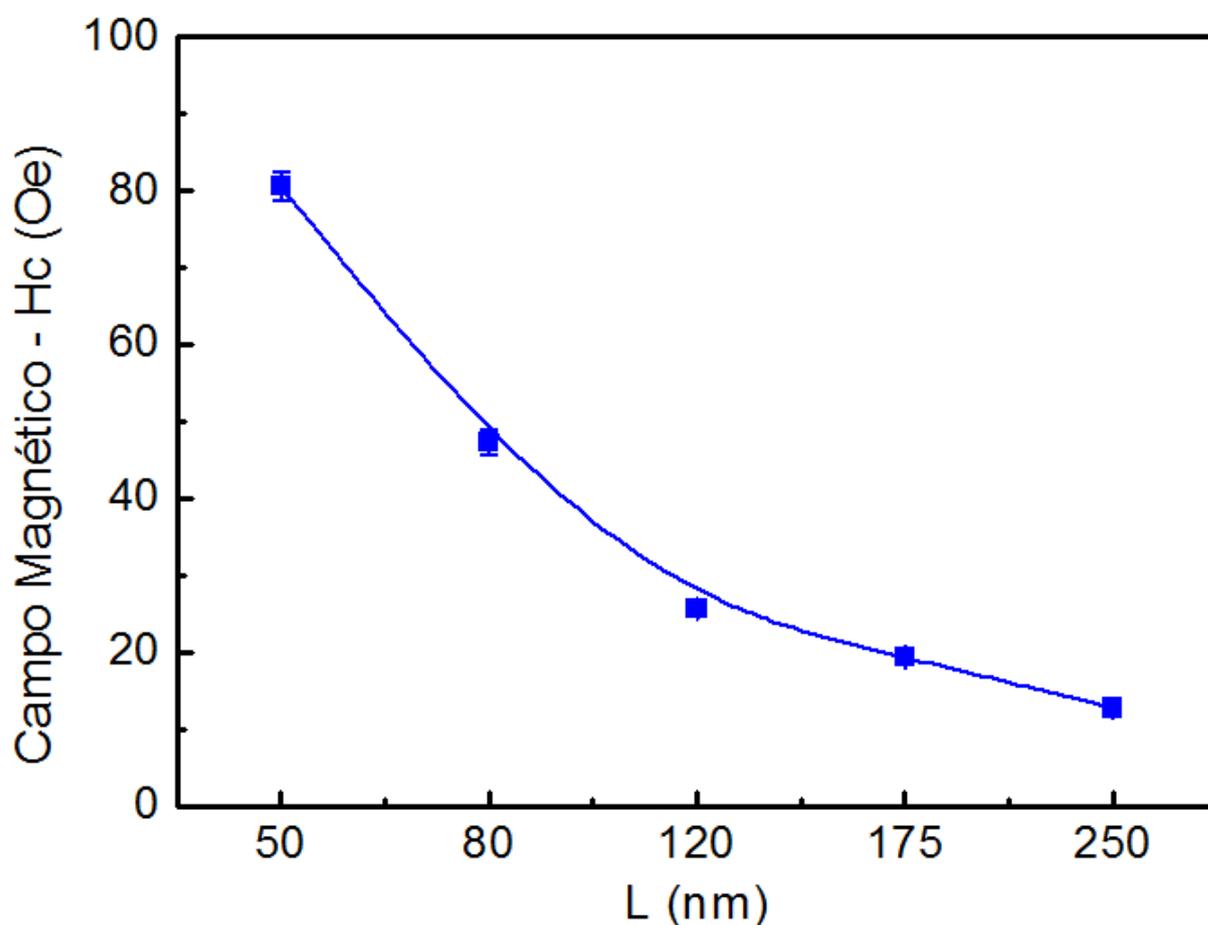


Figura 6.17: Campo magnético coercivo em função da largura da linha. O campo magnético decresce com o aumento da largura L . A linha é utilizada para guiar o comportamento.

6.1.6 Sensibilidade MOKE em nanofios individuais

Finalmente, será apresentada a curva de histerese medida na linha de menor tamanho lateral $\approx 50\text{nm}$. Isto representou a máxima sensibilidade obtida de nosso sistema. O grau

de dificuldade nesta medida pode ser comparado a trabalhos anteriores utilizando sistemas magneto-ópticos com feixe de luz focalizado [91, 99, 100, 101]. Um exemplo da curva de histerese obtido em uma das linhas pode ser visto na Figura.6.18. Foi possível obter claramente o valor do campo magnético coercivo. Esta boa relação sinal ruído da medida pode fornecer informações detalhadas de processos magnéticos em linhas finas. Isto é realmente necessário para explorar a magnetização de linhas com desenhos diferentes onde a manipulação e controle das propriedades magnéticas é essencialmente importante.

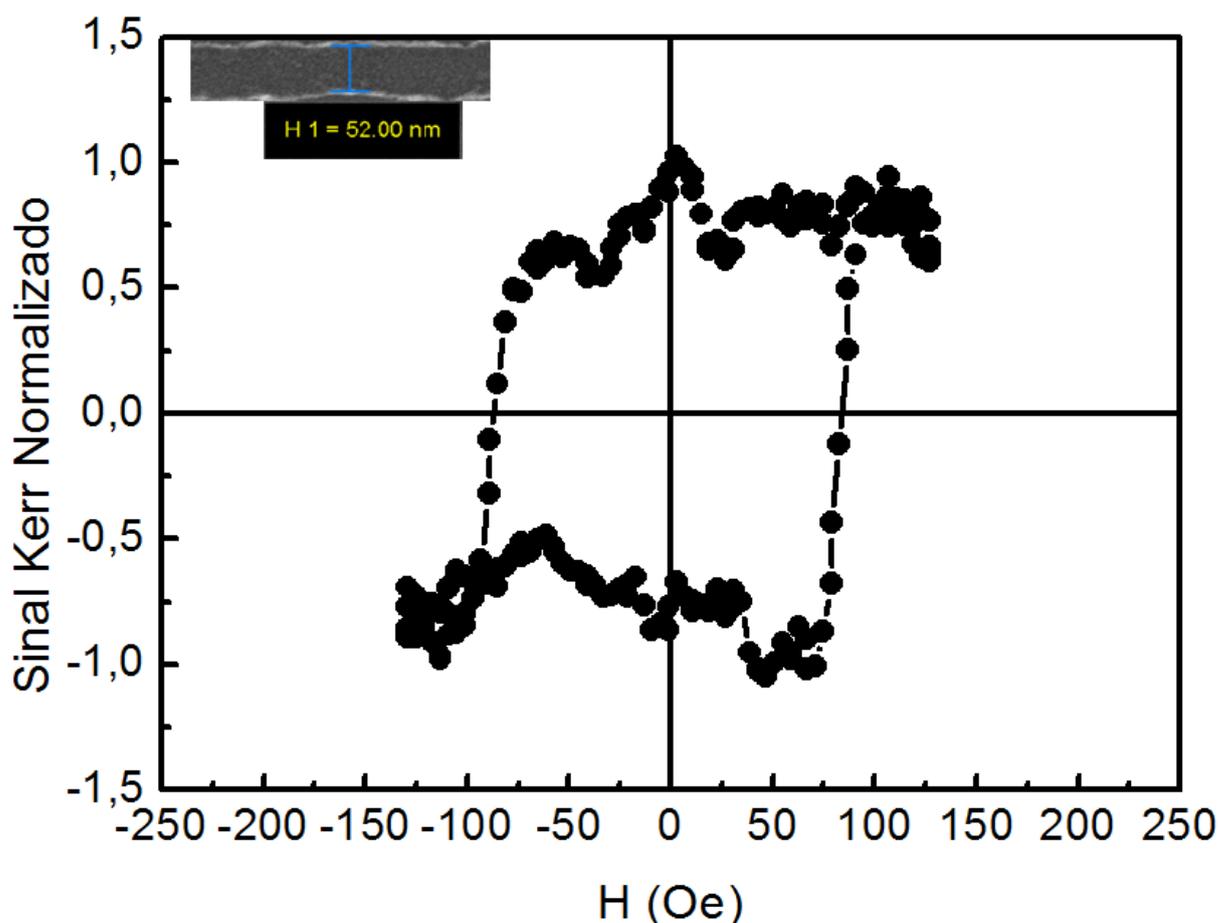


Figura 6.18: Curva de histerese obtida em nanofio individual de 52nm de largura. A imagem MEV do nanofio é inserida com a barra de dimensão. Esta foi a menor estrutura medida pelo sistema F-MOKE.

A análise da sensibilidade obtida nesta medida é novamente realizada pelo cálculo da proporção da área do feixe de luz que ilumina uma seção da linha. Também foi calculado o momento de dipolo magnético que fornece o grau de sensibilidade que o sistema consegue alcançar. Uma pequena seção da linha é escolhida para definir aproximadamente o valor da área iluminada pelo feixe, veja figura.6.19. Um retângulo é utilizado com as dimensões laterais coincidindo com o lado da linha. O comprimento do retângulo é de $5\mu\text{m}$ igual ao diâmetro do feixe luminoso. A área da seção da linha é dada por,

$$A_N = 52 \times 10^{-9} \times 10^{-6} \quad (6.20)$$

$$A_N = 0,25(\mu m)^2 \quad (6.21)$$

e fazendo a razão entre as áreas resulta em,

$$A_I \approx \frac{0,25(\mu m)^2}{19,6(\mu m)^2} \quad (6.22)$$

$$A_I \approx 0,013A_F \quad (6.23)$$

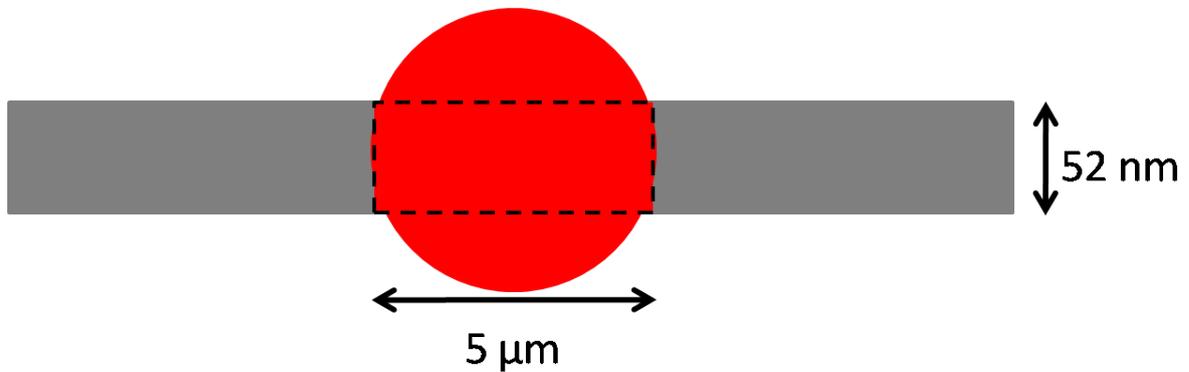


Figura 6.19: Figura ilustrativa da linha com o feixe luminoso centralizado numa dada seção. A proporção da área iluminada pelo feixe é aproximada pelo retângulo com as linhas tracejadas.

As curvas de histerese obtidas nas linhas de 50nm de largura são obtidas com apenas 1,3% da área total do feixe iluminando a estrutura. Os outros 98,7% iluminam o substrato de Si_2 que como já foi dito nas seções anteriores não contribui para o sinal magnético. Esta porcentagem é 2,7% que as curvas obtidas nos discos de $1\mu m$ e 1.9% menor que os quadrados de 800nm.

Para as medidas utilizando o Efeito Kerr Magneto-Óptico é preferível que a estrutura magnética tenha dimensões próximas ao tamanho do feixe luminoso. Isto diminui ruídos, instabilidades, além de melhorar a relação sinal-ruído. No entanto, para se obter ciclos de histerese magnética de estruturas individuais com dimensões laterais muito menores que o diâmetro do feixe a otimização do sistema deve ser adquirida. A intensidade do sinal Kerr obtida nas curvas de histerese em pequenos discos, quadrados e nanofios pode ser estimada pela relação.

$$I_{MOKE} = \frac{I_E}{I_S} \quad (6.24)$$

Na equação 6.24 I_E e I_S são as intensidades ópticas da estrutura magnética e do substrato, respectivamente. A relação mostra que I_{MOKE} aumenta quanto menor for a intensidade I_S da reflexão óptica do substrato. O valor de I_E decresce quanto menor for o volume magnético da estrutura iluminado pelo feixe. Para se ter uma estimativa o momento de dipolo magnético de uma dada seção da linha de 52nm iluminada pelo feixe foi calculado.

$$\mu = M_s \cdot V_{S_N} \quad (6.25)$$

$$\mu = 8,6 \times 10^5 \times 2,5 \times 10^{-21} \quad (6.26)$$

$$\mu = 2,15 \times 10^{-15} A.m^2 \quad (6.27)$$

$$\mu = 2,15 \times 10^{-12} emu \quad (6.28)$$

Esta foi a máxima sensibilidade obtida pelo nosso sistema de medidas em estruturas individuais. O sistema F - MOKE foi desenvolvido e implementado para estudar processos magnéticos em estruturas individuais de diferentes geometrias. O sistema alcançou uma sensibilidade capaz de medir o momento magnético de $\approx 2,15 \times 10^{-12}$ emu. Curvas de histerese foram medidas em discos, quadrados e linhas individuais. Inversão da magnetização por deslocamento de vórtices e paredes de domínio foram claramente observados. Estes efeitos são interessantes em diversas aplicações. Com o feixe de luz focalizado na superfície da amostra de $5\mu m$ o nosso sistema de medidas pode investigar diferentes regiões de uma mesma estrutura individual. Isto abre a possibilidade de construir novos desenhos de diferentes geometrias que podem contribuir para o entendimento de complexas estruturas magnéticas. Os resultados apresentados nesta seção serão publicados em breve.

6.2 Interação da parede de vórtice com defeitos triangulares em linhas de Py

Nas próximas seções serão apresentados os resultados obtidos no estudo da interação da parede de vórtice passando através de defeitos triangulares assimétricos e simétricos. O defeito é produzido a meia distância entre o início e fim da linha. O movimento da parede de vórtice foi induzido por campo magnético e estudado por curvas de histerese. Próximo ao defeito, a parede de vórtice tem uma interação dinâmica que modifica suas propriedades magnéticas. A dinâmica desta interação revelou novos efeitos na conservação da circulação do vórtice. Todos esses processos magnéticos serão descritos em detalhes nas próximas seções.

6.2.1 Criação, Injeção e Transmissão da parede de vórtice

Linhas de Py ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) com defeitos triangulares foram crescidos em substrato de Si/SiO₂ por LFE e Magnetron Sputtering. O filme de Py foi depositado com pressão de base de 8×10^{-8} Torr. A largura da linha é de 435nm e a espessura do filme de Py 30nm, veja um exemplo da imagem MEV Figura.6.20. A estrutura tem três principais partes com funções específicas. Primeiro, uma larga área elíptica de dimensões $20 \mu\text{m}$ em \mathbf{y} e $18 \mu\text{m}$ em \mathbf{x} é feita para nuclear a parede de domínio. Segundo, um defeito triangular assimétrico ou simétrico é localizado no meio da linha. Os ângulos do defeito triangular são definidos como ϕ_1 e ϕ_2 . O centro do defeito é caracterizado pela profundidade P_d entre o vértice e a borda de baixo da linha. Esta distância foi medida em 235nm e é o local por onde as paredes de vórtice são transmitidas. No final da linha uma forma pontiaguda e estreita é utilizada para evitar que paredes sejam criadas neste local. O final estreito da linha é também utilizado para aniquilar a parede de domínio que é transmitida através do defeito.

Dada as características da linha (largura, espessura, tipo de material) a parede vórtice é a configuração de mínima energia [102, 103, 104]. Duas quantidades físicas descritas no Capítulo 2 caracterizam esta estrutura magnética. O núcleo do vórtice que tem duas direções de magnetização perpendicular ao plano da linha definidas pela polaridade $p = \pm 1$ e a circulação dos momentos magnéticos ao redor do núcleo definida por dois sentidos clockwise (horário) e counter-clockwise (anti-horário). Ao longo do texto a circulação da parede de vórtice será sempre que necessário apresentada com as siglas CW (clockwise) e CCW (counter-clockwise).

O objetivo principal foi o de estudar como a geometria do defeito pode modificar propriedades da parede de vórtice como circulação e polaridade. Muitos estudos fornecem informações acerca do movimento da parede de domínio em linhas passando através de defeitos. No entanto, muitas propriedades magnéticas que envolvem mudanças dinâmicas na estrutura da parede vórtice não foram determinadas. Este estudo foi direcionado para contribuir com questões acerca do controle da circulação da parede vórtice. Para isto, defeitos de geometrias diferentes foram desenhados nas linhas. Com o ângulo do lado esquerdo ϕ_1 mantido fixo em 45° , o da direita foi variado a cada 5° do menor defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$ até o defeito simétrico $45^\circ - 45^\circ$. A dinâmica de interação da parede de vórtice foi estudada em cada defeito e os efeitos observados são sensíveis a esta variação angular. Antes de mostrar os aspectos que determinam esta interação, será apresentado os mecanismos utilizados para criar, injetar e transmitir a parede de vórtice na linha.

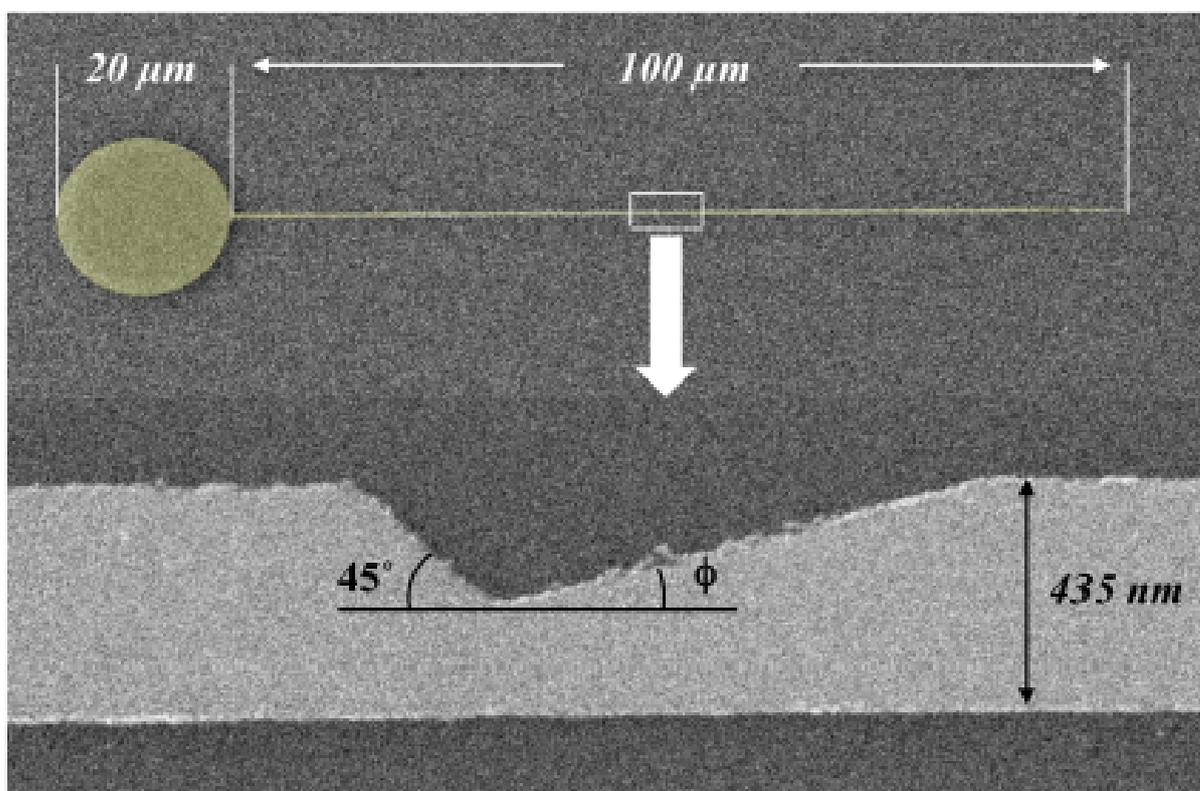


Figura 6.20: Imagem MEV da linha de Py com a área elíptica. A meia distância entre o início e fim do linha um defeito triangular assimétrico com o ângulo a esquerda em 45° e o da direita ϕ_2 em 15° . No final da linha há uma pequena região estreita.

O movimento da parede de vórtice na linha foi estudado através de três diferentes processos: criação, injeção e transmissão. A Figura.6.21 ilustra um exemplo de uma parede vórtice na configuração T₂T (tail to tail) criada na junção da elipse com a linha. Note que os momentos magnéticos na linha se tornam paralelos ao campo magnético pelo movimento da parede de vórtice. Se o campo magnético for aplicado na direção oposta será criada na elipse uma parede de vórtice H₂H (head to head). Os efeitos de criação, injeção e transmissão são estudados por curvas de histerese obtidas pelo sistema de medidas F-MOKE. O feixe de luz focalizado em $\approx 5\mu\text{m}$ é posicionado na elipse para estudar o processo de criação, veja Figura6.21 (a). Antes do defeito onde a parede vórtice é injetada na linha, veja Figura6.21 (b). Por último depois do defeito para investigar como a parede vórtice é transmitida, veja Figura6.21 (c).

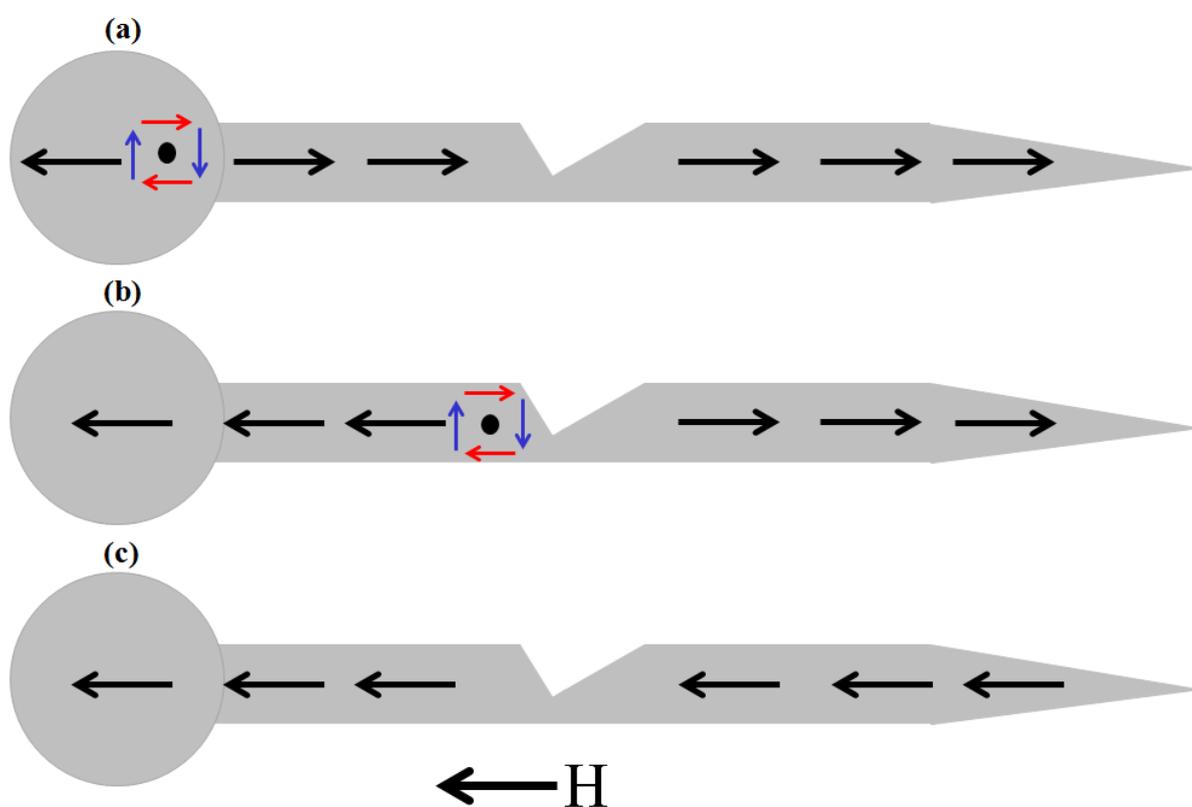


Figura 6.21: Esquema ilustrativo da criação, injeção e transmissão de uma parede vórtice T₂T. Após ser criada na elipse, a parede vórtice entra na linha e se move até o defeito. A parede fica presa no lado esquerdo do defeito e é posteriormente transmitida.

Os efeitos de criação, injeção e transmissão são dependentes da intensidade do campo magnético. Isto foi observado nos valores do campo magnético coercivo medido nas curvas de histerese obtidas na elipse e em cada seção da linha (antes e depois do defeito). Primeiro, a curva de histerese foi medida com o feixe luminoso posicionado no centro da elipse. Esta área elíptica pode ser considerada como um filme fino em que a magnetização é facilmente alinhada na direção do campo magnético. A curva de histerese obtida nesta área mostra que um pequeno campo magnético coercivo é necessário para inverter a direção dos momentos magnéticos, veja Figura. 6.22.

Em todos os nanofios as curvas de histerese medidas na elipse tiveram a mesma forma. O campo magnético coercivo é em torno de 6 ± 2 Oe. O campo magnético é aplicado paralelo ao eixo da linha. A parede de vórtice é criada quando o campo magnético aplicado em uma das duas direções positiva ou negativa é decrescido da saturação magnética. Por exemplo, se for aplicado um campo magnético negativo os momentos magnéticos na elipse se tornam paralelos a esta direção. O campo magnético é decrescido até zero e depois aumenta na direção oposta (positiva). Os momentos magnéticos na elipse mudam para esta nova direção do campo magnético. Isto ocorre no campo magnético coercivo. É na inversão da direção dos momentos magnéticos na elipse que se dá a criação de uma parede de domínio.

A parede de domínio criada nesta área é presa na junção entre o início da linha e a elipse. Note que pelo pequeno campo magnético coercivo medido na elipse, as paredes de domínio são sempre criadas nesta região. Esta é a razão pela qual uma área elíptica foi produzida acoplada a linha. Outras áreas de criação da parede usam geometrias diferentes como quadrados ou círculos.

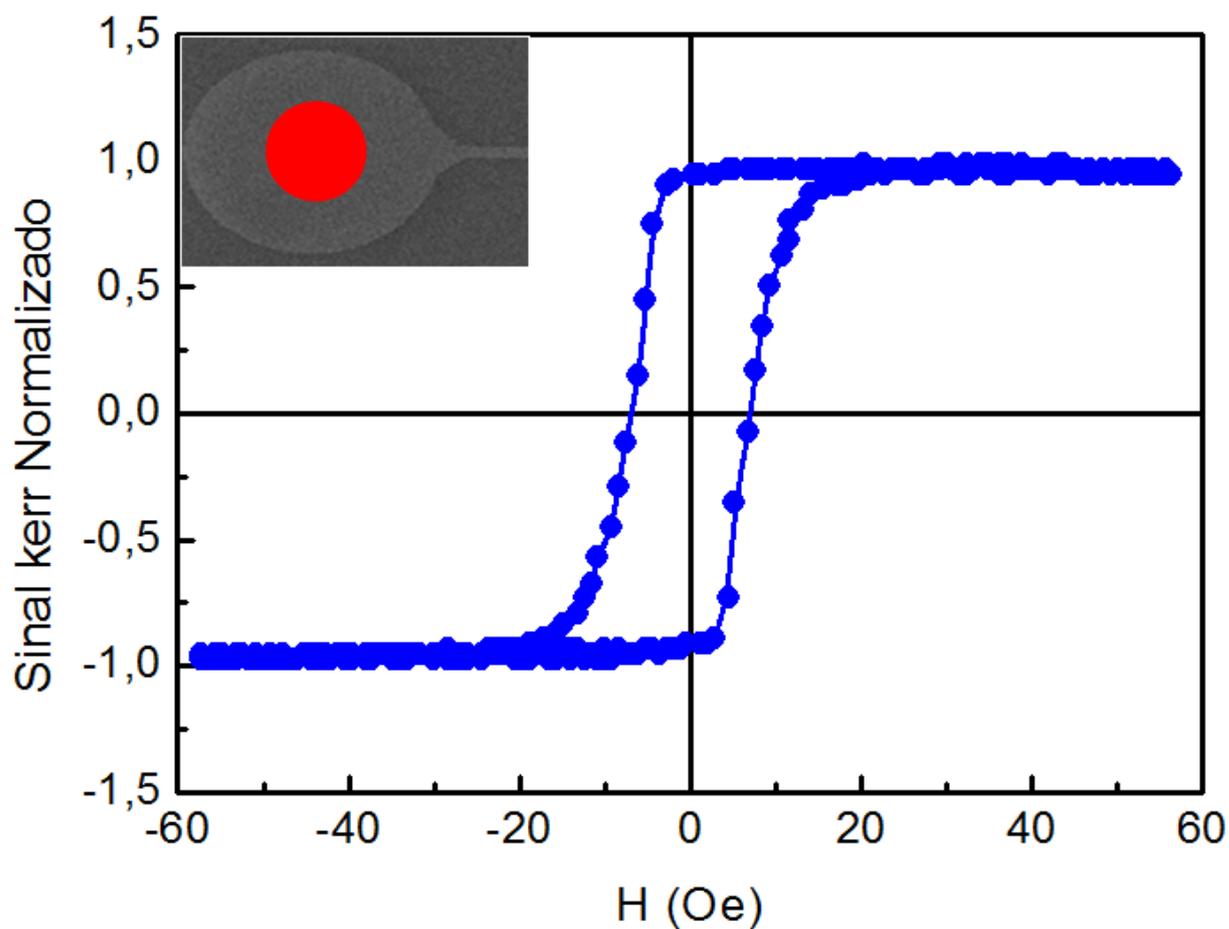


Figura 6.22: Curva de histerese obtida com o feixe posicionado sobre a área elíptica. Uma imagem MEV da elipse é inserida no gráfico com o círculo vermelho representando o feixe luminoso. A pequena coercividade permite que paredes de domínios sejam criadas e posteriormente injetadas na linha.

Após ser criada na elipse a parede vórtice aguarda o campo magnético necessário para que seja injetada e propagada na linha. Para a parede sair da elipse é necessário aumentar o campo magnético. Este campo que injeta a parede de vórtice na linha é conhecido como campo de injeção H_I . O campo de injeção é medido pela coercividade da histerese obtida com o feixe posicionado entre a elipse e o defeito, veja Figura.6.23. Nesta seção da linha, o campo magnético coercivo H_I é maior que o da curva de histerese obtida na elipse. É a anisotropia de forma da linha que força os momentos magnéticos num alinhamento paralelo ao eixo. Isto requer uma amplitude maior do campo magnético para inverter a direção dos momentos magnéticos.

O valor de H_I é cerca de 37 ± 2 Oe para todas as linhas independente da combinação entre os ângulos do defeito. A curva de histerese foi medida antes do defeito em diferentes posições da linha com valores de campo magnético próximos a 37 Oe. Este é portanto o campo necessário para puxar a parede da junção elipse-linha e direcioná-la até o defeito. A parede vórtice pode ser injetada como H_2H ou T_2T para todas as combinações de circulação e polaridade. Observando a curva de histerese da Figura.6.23, iniciando em campo magnético negativo reduzindo na direção oposta é injetada na linha uma parede vórtice H_2H (Head to Head) com quatro possibilidades. Parede vórtice H_2H - CW de polaridade $p = \pm 1$ e H_2H - CCW de polaridade $p = \pm 1$. Iniciando em campo magnético positivo e reduzindo na direção oposta é injetada uma parede vórtice T_2T (Tail to Tail) CCW de polaridade $p = \pm 1$ ou T_2T - CW de polaridade $p = \pm 1$.

A curva de histerese é obtida com oito diferentes possibilidades de injeção da parede de vórtice. No entanto, os valores obtidos para o campo coercivo da histerese medida com o feixe posicionado antes do defeito permanece constante para todas as linhas para ambos tipos de domínios. Ou seja, o campo de injeção H_I medido antes do defeito é independente das propriedades magnéticas do vórtice. Sendo assim, não é possível com a curva de histerese medida antes do defeito distinguir se a parede vórtice injetada na linha tem circulação CW ou CCW. No entanto, obter o valor do campo de injeção possibilitou saber em que regime de propagação a parede de vórtice se move até o defeito. Este regime determina importantes transformações que ocorrem na parede de vórtice durante seu movimento. Os detalhes de como a parede se move ao ser direcionada até o defeito serão apresentados nas próximas seções.

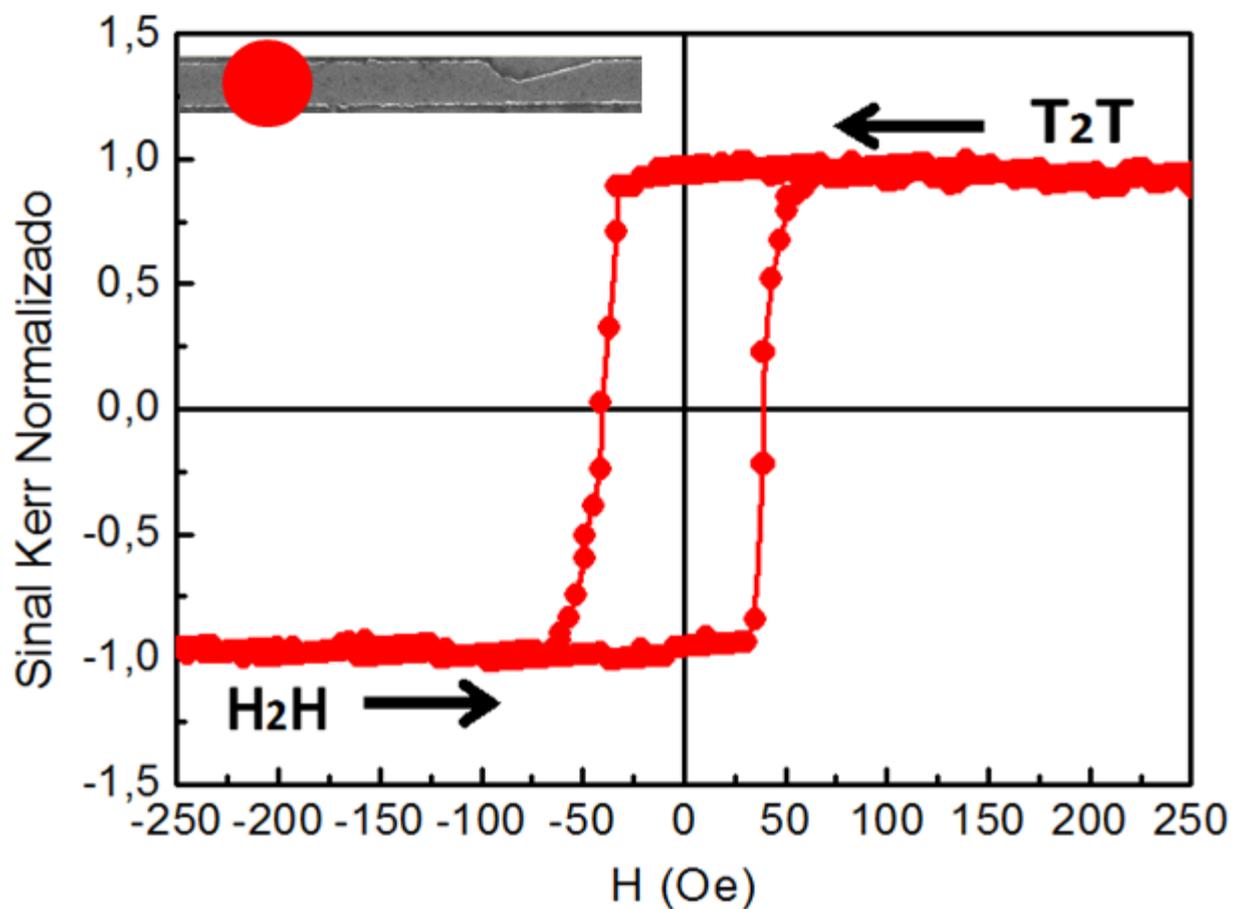


Figura 6.23: Curva de histerese obtida com o feixe posicionado antes do defeito. Inserida no gráfico, uma imagem MEV mostra uma dada seção da linha com o círculo vermelho representando o feixe de luz do F-MOKE. Para esta linha os ângulos do defeito são de 45° - 15° .

Após determinar o campo de injeção, foi estudada a transmissão da parede de vórtice através do defeito. Curvas de histerese foram obtidas com o feixe posicionado depois do defeito. Nesta seção da linha, a inversão da magnetização forneceu propriedades magnéticas acerca da dinâmica da interação da parede com o defeito, veja Figura. 6.24. O feixe é posicionado em diferentes pontos depois do defeito e nenhuma mudança significativa foi observada nas curvas de histerese. O campo magnético coercivo nesta seção da linha é cerca de 2,8 vezes maior que o da histerese obtida com o feixe posicionado antes do defeito. Além deste aumento do campo magnético coercivo, foi observado na curva de histerese um degrau entre dois distintos valores de campo magnético na inversão da magnetização, veja setas azuis indicando a posição. Este efeito indicou que os momentos magnéticos nesta seção da linha localizados depois do defeito não invertem sua direção por conta do campo de injeção. Ou seja, o campo de injeção leva a parede até o defeito mais não tem intensidade suficiente para que a parede atravesse e inverta a magnetização nesta seção da linha.

O problema abordado nesta parte do trabalho pode ser resumido da seguinte maneira: uma parede de domínio é criada na elipse e pelas dimensões da linha um vórtice é criado. Aumentando o campo magnético a parede de vórtice é injetada na linha e se move até parar no lado esquerdo do defeito no ângulo de 45° . O defeito é formado por um corte triangular que muda a distribuição dos momentos magnéticos ao seu redor. A parede de vórtice antes do defeito pode se mover induzido pelo campo magnético de injeção com uma área limitada pelas bordas da linha. No entanto, presa no defeito a área pela qual pode passar diminui devido a pequena profundidade da ponta do vértice até a borda de baixo da linha. Este corte triangular cria uma barreira de potencial ao redor do defeito. Para superar a barreira de energia criada pelo defeito o campo magnético é aumentado até que a parede adquira energia suficiente para atravessar.

Pode ser feita uma analogia com uma partícula dentro de um poço de potencial. Para que a partícula supere a barreira de potencial criada é necessário fornecer algum tipo de excitação externa. O mesmo ocorre para a parede de vórtice presa no defeito. Para que a parede passe através do defeito é necessário aumentar o campo magnético para superar a barreira de energia. Portanto, a energia para superar a barreira de potencial criada pelo defeito vem do campo magnético. Esta é a razão pela qual as curvas de histerese medidas antes e depois do defeito terem campos coercivos diferentes. Quando a energia do campo magnético supera a barreira de energia do defeito a parede é transmitida e a magnetização nesta seção da linha inverte na direção do campo.

Agora a origem do degrau observado na Figura.6.24, veja seta azul, pode ser explicado. Na elipse as paredes são criadas com um tipo de circulação e polaridade e são injetadas na direção do defeito pelo campo H_I . Por exemplo, podem ser injetadas paredes de vórtice H_2H e T_2T com circulação CW e CCW. A parede se move até o defeito e para cada tipo de circulação existe uma dinâmica de interação diferente. Os efeitos ficam mais claros com auxílio de simulação micromagnética.

Para esta análise foi utilizada uma linha de $10\mu\text{m}$ de comprimento, 400nm de largura, 30nm de espessura com o centro do defeito posicionado em $5\mu\text{m}$. A simulação é discretizada em células de $5\times 5\times 30(\text{nm})^3$ e os parâmetros utilizados para o Py são os mesmos descritos

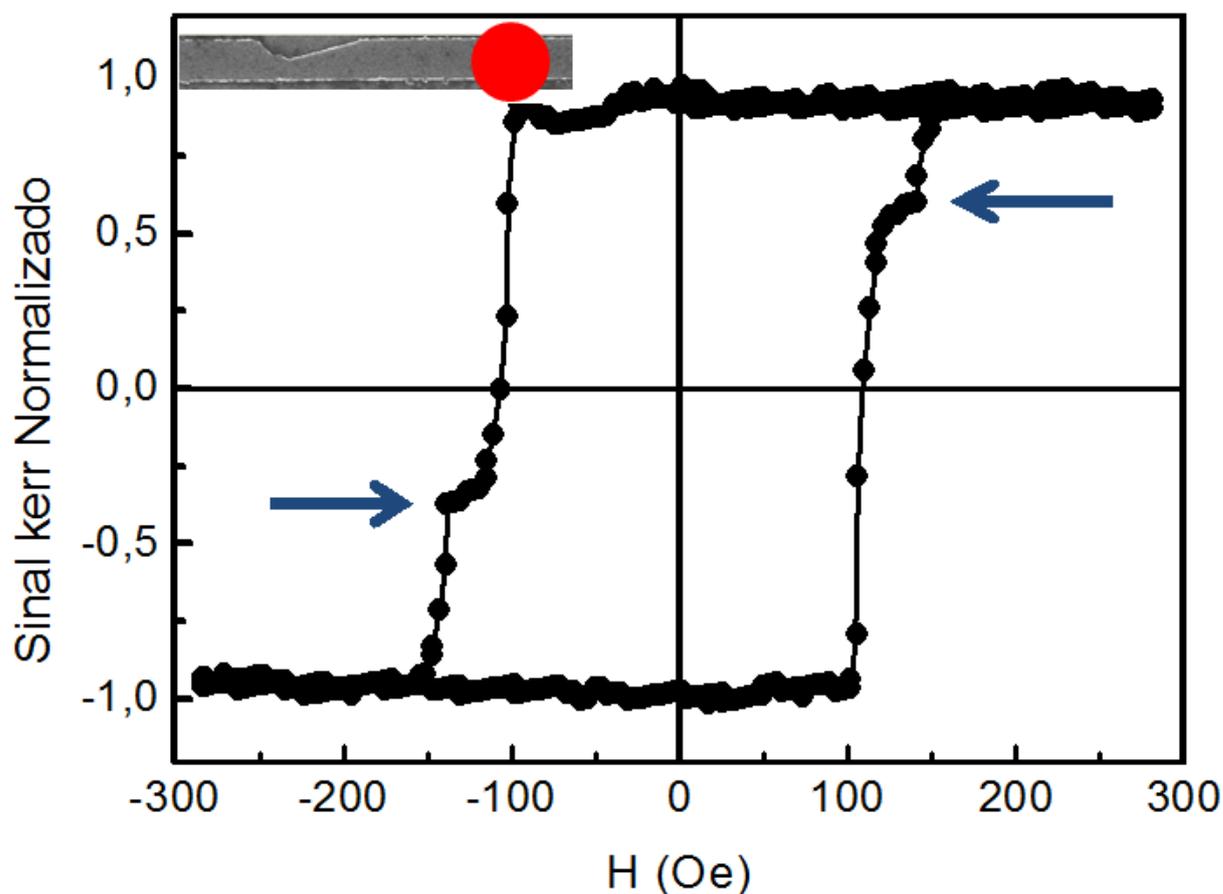


Figura 6.24: Curva de histerese obtida com o feixe posicionado depois do defeito $45^{\circ} - 15^{\circ}$. A imagem MEV da linha e o defeito é inserida no gráfico. O círculo vermelho ilustra a posição do feixe.

na seção anterior. É importante dizer que a escolha do damping α igual a 0.5 é para acelerar o tempo de simulação, além de garantir que a magnetização convirja para um valor mínimo de energia. O campo magnético é aplicado paralelo ao eixo da linha e são observados na simulação o estado inicial (antes de o campo ser aplicado) e final (após o campo ser aplicado).

A parede de domínio é posicionada a $1\mu\text{m}$ do início da linha. O campo magnético é crescido em passos de 1 Oe até atingir a saturação magnética. Induzido pelo campo magnético a parede de vórtice se move na direção do defeito. A parede de vórtice é presa no lado esquerdo do defeito e durante o processo de simulação o campo magnético continua crescendo. Para cada circulação (CW ou CCW) e tipo de domínio ($H_2H - T_2T$) o vórtice exibe no lado esquerdo do defeito deslocamentos diferentes, veja Figura. 6.25. Neste deslocamento do vórtice não há dependência com a polaridade apenas com a circulação.

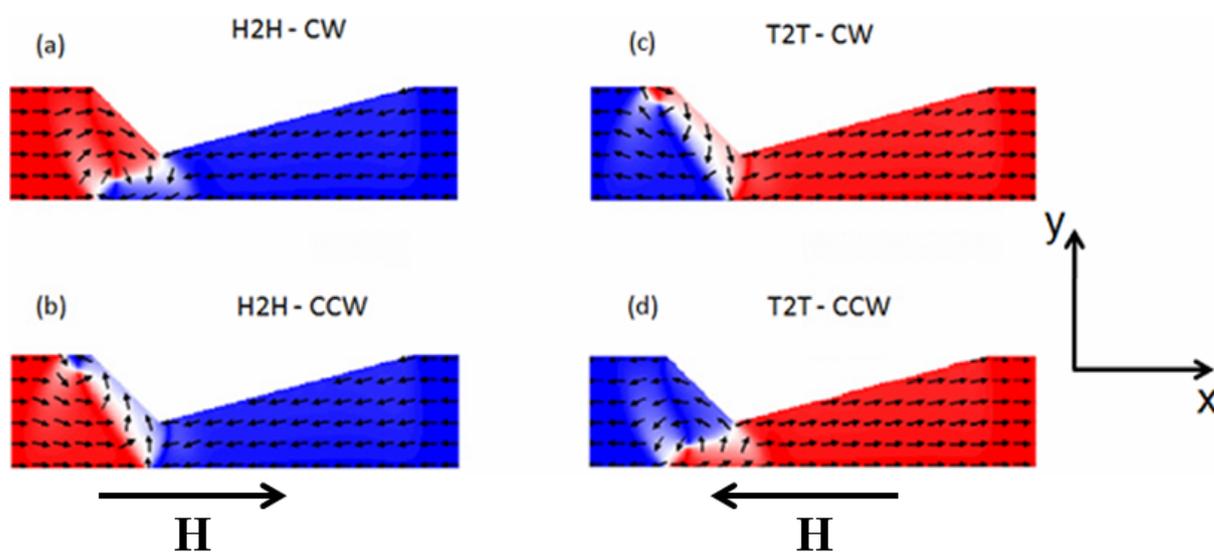


Figura 6.25: Interação da parede de vórtice com o defeito obtida por simulação. Para cada circulação CW-CCW e tipo de domínio H₂H e T₂T sobre a ação do mesmo campo magnético o vórtice se desloca em direções opostas no defeito.

Se inicialmente a parede de domínio é do tipo H_2H de circulação CW, ao interagir com o defeito, o vórtice se desloca na direção $-y$, veja na Figura.6.25 (a). O deslocamento da parede H_2H - CW nesta direção leva o vórtice próximo a profundidade do defeito por onde ocorre a transmissão. Por outro lado, a interação da parede vórtice H_2H - CCW é completamente diferente. O deslocamento da parede H_2H - CCW se dá na direção $+y$ oposto a profundidade do defeito. Além disto, a parede vórtice CCW fica presa na borda de cima da linha, ver Figura. 6.25 (c).

Os dois diferentes deslocamentos da parede H_2H (CW - CCW) no defeito são compreendidos observando a ação do campo magnético. Na Figura.6.25 (a) e (c) a seta indica a direção do campo magnético. Com a parede de domínio presa no defeito os momentos magnéticos que formam a circulação do vórtice tendem a se alinhar na direção do campo magnético. Na Figura.6.25 (a) para a parede H_2H - CW o alinhamento dos momentos magnéticos do vórtice na direção do campo magnético faz com que a parede se desloque na direção $-y$. O oposto é observado para H_2H - CCW em que o alinhamento dos momentos magnéticos do vórtice na direção do campo magnético deslocam a parede de domínio para a borda de cima da linha. É o efeito do campo magnético agindo nos momentos magnéticos do vórtice preso no defeito que levam a parede H_2H (CW - CCW) se deslocarem em direções opostas.

Os deslocamentos do vórtice para circulação (CW e CCW) determinam a intensidade do campo magnético necessária para transmitir a parede através do defeito [21]. O efeito pode ser entendido observando as posições de cada circulação (CW - CCW) no defeito. Se a parede vórtice H_2H - CW se move em $-y$ na direção da profundidade do defeito estará mais próxima da abertura pela qual deve ser transmitida. Por outro lado a parede vórtice H_2H - CCW se desloca para a borda de cima da linha distante da abertura pela qual deve ser transmitida. Ou seja, para a parede H_2H - CCW se mover na direção da profundidade do defeito, os momentos magnéticos que a separam desta abertura devem inverter na direção do campo magnético.

Os dois campos coercivos medidos na inversão da magnetização da curva de histerese obtida depois do defeito são relacionados a interação da parede vórtice com o defeito que é diferente para cada circulação. Portanto, a parede vórtice H_2H - CW será transmitida no primeiro campo magnético coercivo observado na curva de histerese enquanto a parede H_2H - CCW será transmitida no segundo campo. Ou seja, os momentos magnéticos depois do defeito invertem de direção em dois diferentes campos para cada circulação. Quando as curvas são somadas no osciloscópio a média gera o degrau que separa os campos.

O oposto ocorre em paredes do tipo T_2T . Parede vórtice T_2T - CCW se desloca na direção da profundidade do defeito e é transmitida no primeiro campo magnético coercivo enquanto que a parede T_2T - CW é transmitida no segundo campo. A fim de observar as considerações feitas acerca da transmissão da parede de vórtice, a curva de histerese foi simulada para cada combinação CW-CCW e tipos de domínio H_2H e T_2T . A simulação foi realizada com uma pequena área retangular simulando o feixe luminoso posicionado depois do defeito. O defeito é posicionado em $5\mu\text{m}$ e a pequena área retangular em $7.5\mu\text{m}$. No processo de histerese o campo magnético é crescido de 1 Oe. Nesta área retangular é calculado o valor de m_x que tem direção paralela ao eixo da linha. Em

particular esta simulação foi feita com o defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$, veja Figura.6.26. A curva de histerese simulada exibe características semelhantes à curva experimental. Note que na inversão de m_x há dois valores de campo magnético coercivo que correspondem a transmissão de uma parede de vórtice CW ou CCW.

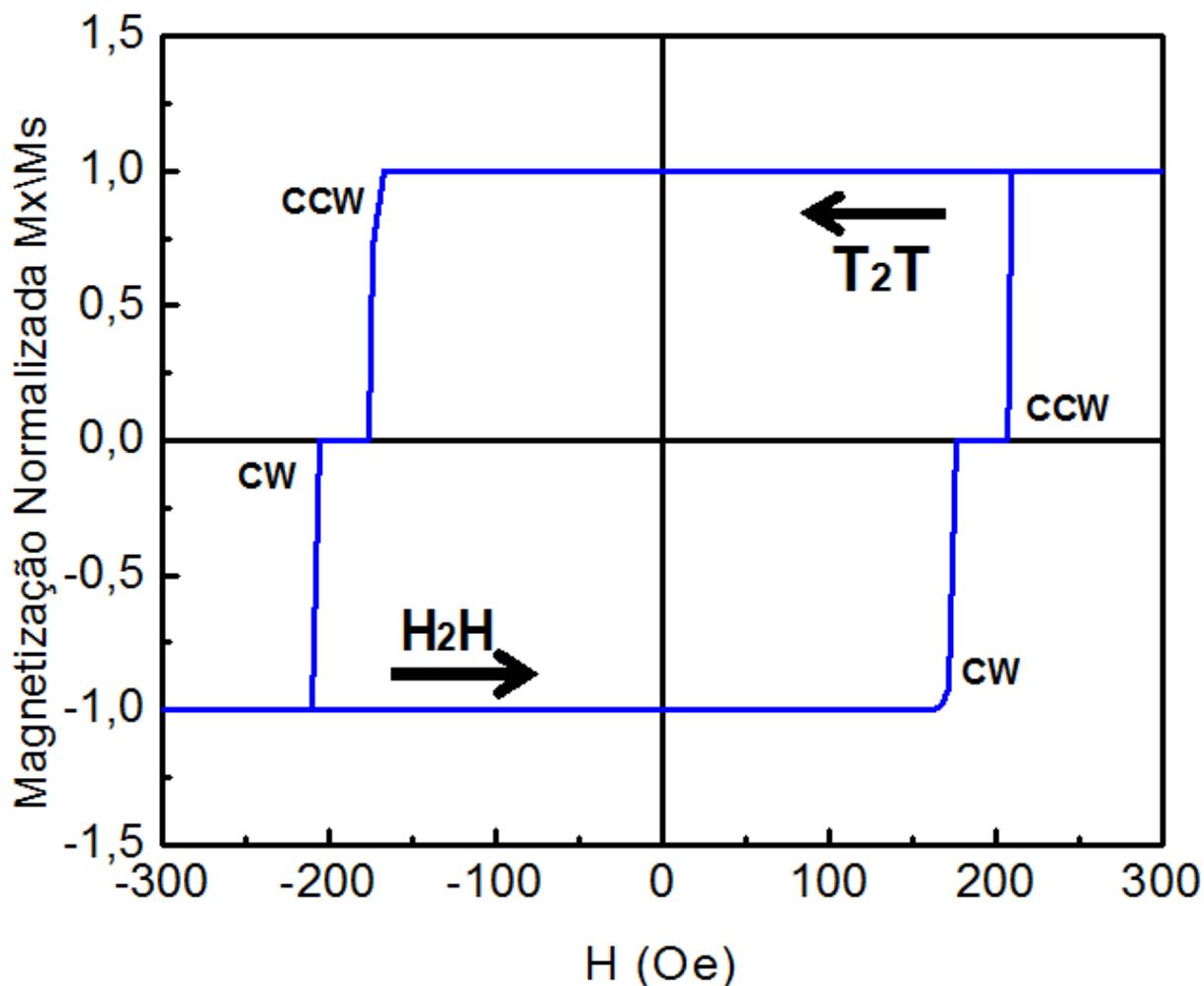


Figura 6.26: Histerese obtida por simulação para linha com entalhe assimétrico $45^\circ - 15^\circ$. A direção das setas indicam a transmissão de paredes de vórtice H_2H e T_2T . A inversão da magnetização é observada em dois diferentes campos magnéticos coercivos. Os campos estão relacionados as diferentes interações da circulação da parede de vórtice com o defeito.

Para injetar a parede de vórtice na linha foi necessário medir o campo magnético de injeção H_I . O campo magnético de transmissão que faz a parede de vórtice passar pelo defeito será chamado de H_T . O campo magnético de transmissão H_T medido na curva de histerese obtida com o feixe luminoso depois do defeito foi investigado em função da variação angular ϕ_2 . Para cada ângulo ϕ_2 variando de 15° a 45° dez linhas diferentes foram medidos para excluir qualquer defeito nas bordas da linha que possa contribuir para um aumento do campo magnético coercivo. O comportamento do H_T para cada ângulo ϕ_2 pode ser visto na Figura. 6.27. O campo H_T cresce linearmente com o aumento do ângulo ϕ_2 para ambas circulações (CW - CCW). Para todos os ângulos H_T é sempre maior se a parede de vórtice for H_2H - CCW . O oposto ocorre em T_2T na qual CW é sempre maior.

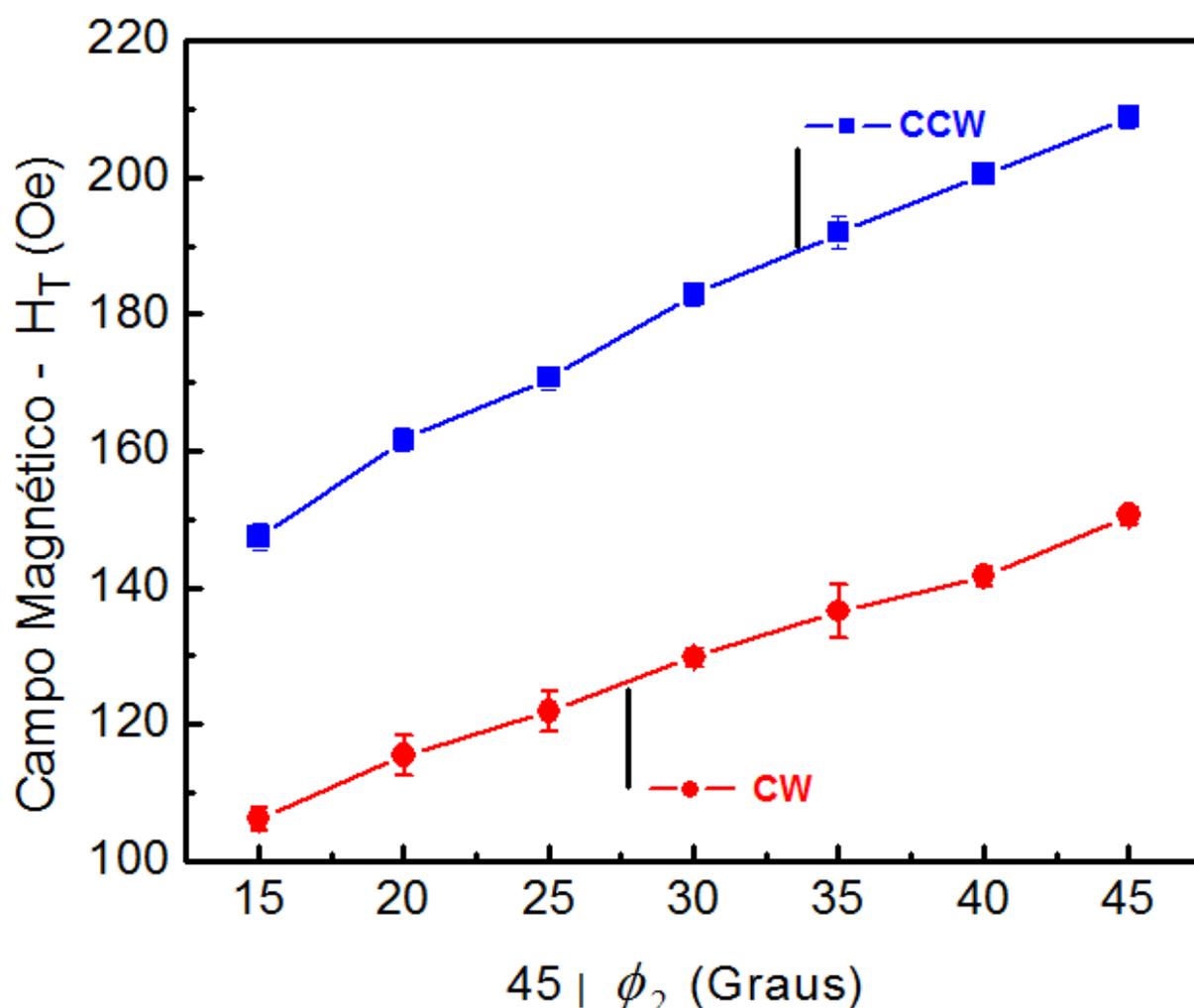


Figura 6.27: Campo H_T em função do ângulo ϕ_2 . Para ângulos maiores deve-se aumentar H_T para transmitir a parede através do defeito. As linhas ajudam a guiar o comportamento linear de H_T com ϕ_2 .

O crescimento linear do campo de transmissão para parede H_2H de ambas circulações, CW e CCW, indicam um interessante efeito na altura da barreira de potencial criada pelo defeito. A diferença entre os campos coercivos medidos na inversão da magnetização é entendido pela ação do campo magnético que age nos momentos magnéticos do vórtice. Isto faz as paredes de vórtice CW e CCW presas no defeito, se deslocarem na direção transversal a linha em $\pm y$. A parede de vórtice H_2H - CW é transmitida através do defeito $45^\circ - 15^\circ$ no campo coercivo menor que a parede de vórtice H_2H - CCW. Esta diferença é máxima no defeito simétrico $45^\circ - 45^\circ$.

Para entender este comportamento simulações foram realizadas a fim de se obter a energia de interação da parede de vórtice com o defeito. Utilizando os mesmos parâmetros para o Py descritos até agora a parede de vórtice H_2H (CW e CCW) é criada em $1\mu\text{m}$. O defeito está posicionado em $5\mu\text{m}$ e o comprimento da linha é de $10\mu\text{m}$. A simulação ocorre da seguinte maneira: um campo magnético de 40 Oe, abaixo do campo de transmissão H_T , é aplicado na direção do eixo da linha e a parede de vórtice se move até o defeito. Com a parede presa no defeito o campo magnético é desligado e a configuração magnética é relaxada até alcançar um valor mínimo de energia. Este procedimento é feito para cada parede de vórtice H_2H (CW e CCW) em todas combinações angulares do defeito.

A densidade de energia da interação parede de vórtice com o defeito foi obtida em função da variação angular de ϕ_2 . A simulação foi feita mudando o segundo ângulo do defeito a cada 1° , veja na Figura 6.28. A energia é calculada na simulação considerando as contribuições da energia de troca e de desmagnetização. A interação da energia da parede de vórtice com o defeito é calculada pela equação,

$$E_{Int}^{V-D} = E_{Troca} + E_{Desmag} \quad (6.29)$$

onde E_{Int}^{V-D} é a energia de interação da parede vórtice com o defeito.

A energia de troca afeta muito pouco a interação da parede de vórtice sendo a energia de desmagnetização a principal responsável pela variação da energia como função do segundo ângulo ϕ_2 . A dependência da energia de interação em função de ϕ_2 aumenta para ambas as circulações CW e CCW. Quando ϕ_2 aumenta, cresce o número de momentos magnéticos no defeito o que contribui para um aumento da energia de desmagnetização. O campo de transmissão H_T medido com o feixe posicionado depois do defeito mostra que a parede H_2H - CW é transmitida no menor campo magnético coercivo independente da variação angular do defeito.

A energia de interação da parede vórtice e o defeito pode justificar este efeito. A energia E_{Int}^{V-D} da parede de vórtice CW com o defeito em função da variação angular ϕ_2 é maior para todos os ângulos comparada com a parede H_2H - CCW. Se a parede H_2H - CW é presa no defeito com a energia maior que a parede H_2H - CCW será necessário uma menor energia externa para transmiti-la através do defeito. Como a energia que faz a parede de vórtice passar pelo defeito vem do campo magnético, a parede H_2H - CW é transmitida para todas as combinações angulares sempre num menor campo magnético coercivo. O contrário ocorre para a parede H_2H - CCW que tem uma energia menor no defeito sendo necessário fornecer um campo magnético maior para que seja transmitida.

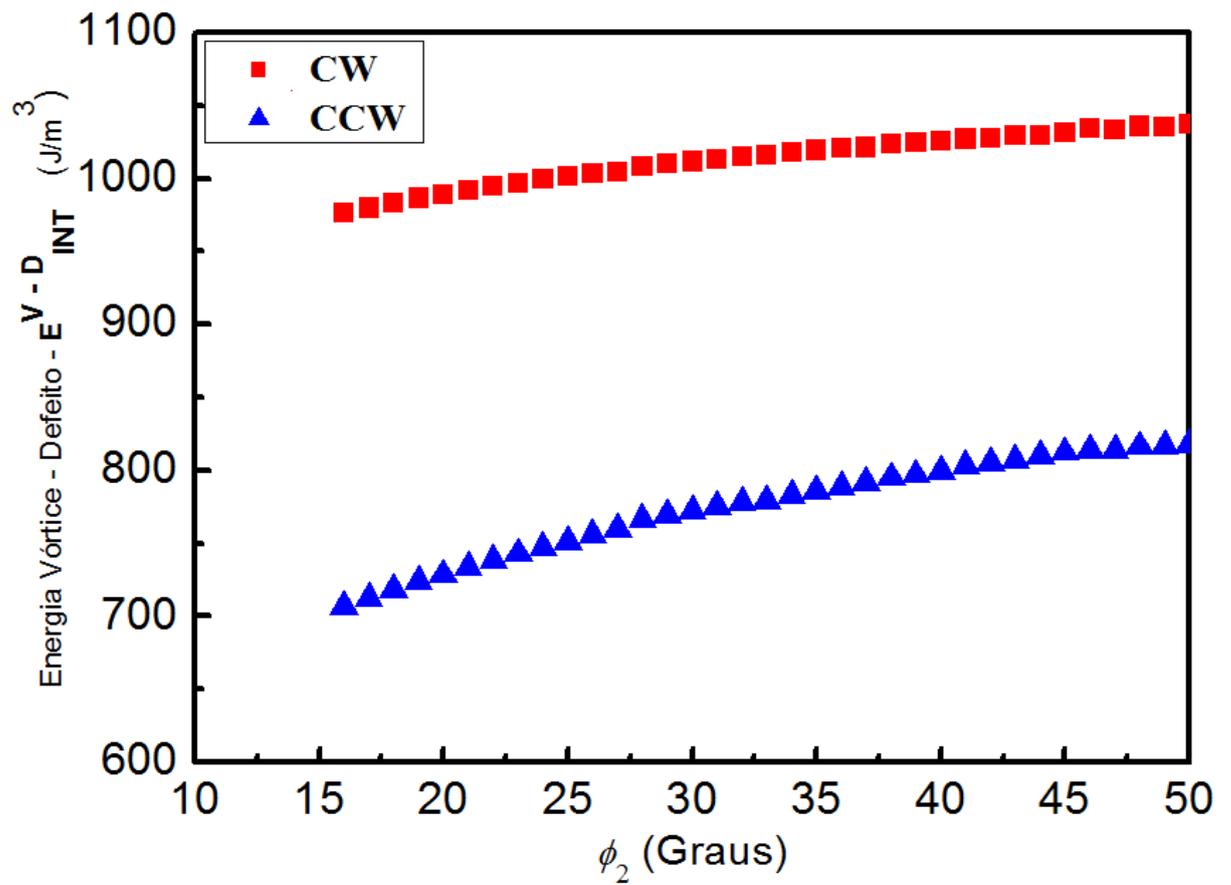


Figura 6.28: Cálculo da energia de interação da parede de vórtice em função do ângulo ϕ_2 . A energia aumenta para ambas circulações CW e CCW. A parede H_2H - CW tem maior energia na interação com o defeito.

Até aqui o processo de criação, injeção e transmissão da parede vórtice foi detalhado para melhor compreensão dos resultados que serão apresentados a seguir. A criação da parede de vórtice foi obtida na elipse e se dá pela inversão da magnetização no campo magnético coercivo de 6 ± 2 Oe. Após a criação, a parede de vórtice é injetada na linha no campo de injeção H_I foi medido em 37 ± 2 Oe na curva de histerese obtida com o feixe posicionado entre a elipse e o defeito. Como o campo de injeção não excede a barreira de energia criada pelo defeito a parede fica presa no lado esquerdo sempre no ângulo ϕ_1 fixo em 45° . Aumentando a intensidade do campo magnético a parede atravessa o defeito e os momentos magnéticos nesta seção da linha invertem na direção do campo.

Todos estes efeitos foram estudados como base para avançar na compreensão de outros resultados observados nas curvas de histerese. Com uma série de medidas feitas nas linhas, as curvas de histerese obtidas com o feixe posicionado depois do defeito mostram aspectos inesperados do movimento dinâmico da parede de vórtice. Estes resultados são as principais novidades observadas na interação da parede de vórtice com defeitos simétricos e assimétricos. As propriedades magnéticas do vórtice têm influência direta nas transformações da estrutura da parede.

6.3 Circulação da parede de vórtice detectada na interação com o defeito triangular

Na curva de histerese apresentada na Figura 6.24 medida com o feixe depois do defeito $45^\circ - 15^\circ$ foi abordado acerca dos diferentes campos de transmissão H_T para cada parede de vórtice de circulação (CW - CCW). Se a parede é H_2H - CW é transmitida através do defeito no campo de transmissão menor do que a parede H_2H - CCW. Foi também apresentando que está propriedade ocorre para todas as combinações dos ângulos do defeito triangular. Como ϕ_1 é fixo em 45° a variação do campo de transmissão foi obtida como função do segundo ângulo ϕ_2 . No entanto, um aspecto não mencionado até agora é acerca das alturas relativas ao degrau que separa os dois campos H_{TCW} e H_{TCCW} .

Para melhor compreensão deste efeito, curvas de histerese obtidas depois do defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$ e simétrico $45^\circ - 45^\circ$ são colocadas em conjunto, veja Figura.6.29. Os detalhes que serão destacados aqui são relacionados a altura dos degraus observados nas curvas de histerese para cada geometria do entalhe, veja setas vermelhas e violetas inseridas no gráfico. De maneira bem interessante, para o defeito simétrico $45^\circ - 45^\circ$ as alturas dos degraus para H_2H e T_2T são próximas a zero na desmagnetização desta seção da linha. No entanto, para o defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$ este efeito é diferente.

A altura do degrau observado na curva de histerese tem uma posição mais deslocada do zero. A curva de histerese mostra claramente que existe uma probabilidade na qual as paredes de vórtice de circulação CW ou CCW são detectadas ao serem transmitidas pelo defeito. A detecção do tipo de circulação da parede para ambos domínios H_2H ou T_2T só é possível com medidas de boa relação sinal-ruído. De fato, estas diferentes probabilidades observadas nas curvas de histerese revelam um efeito inesperado na transmissão da parede

vórtice através de defeitos assimétricos.

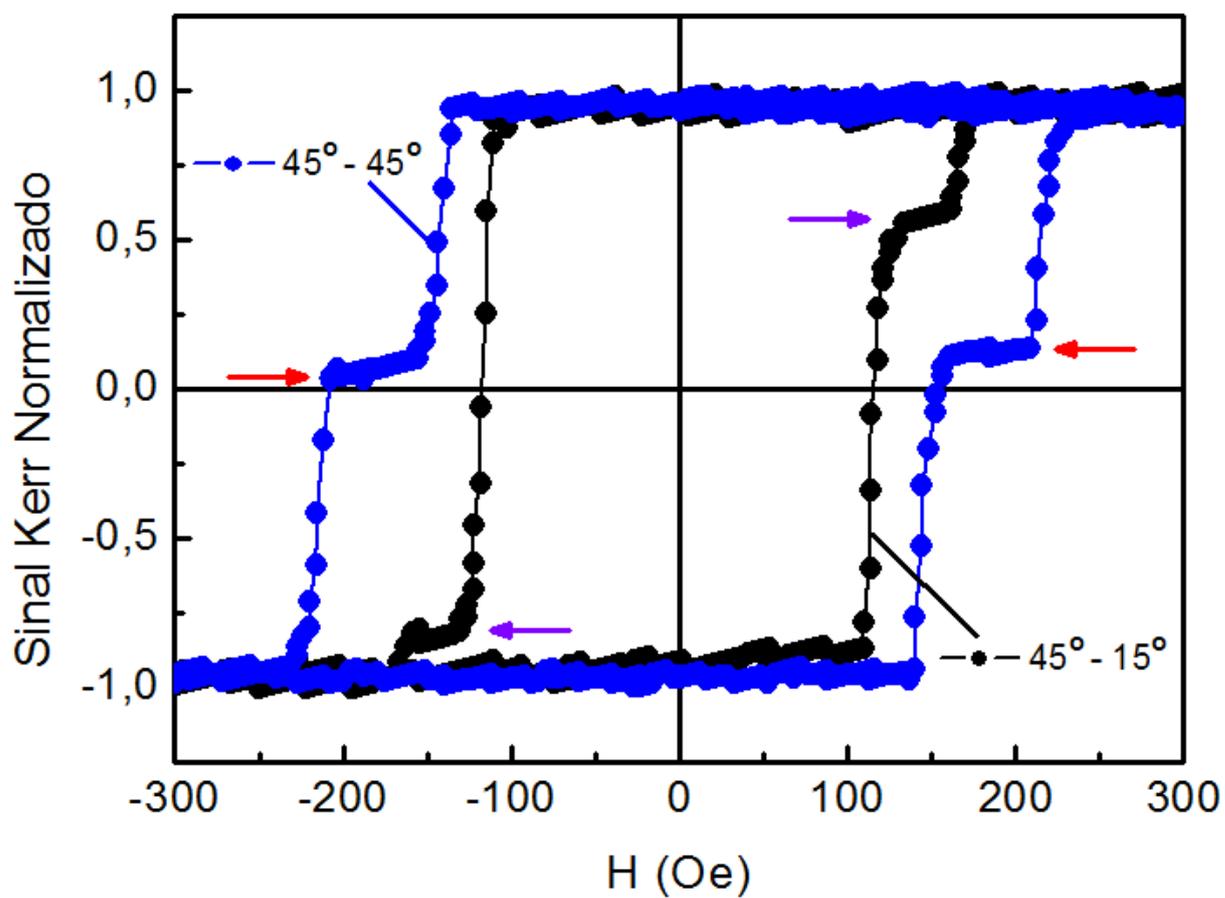


Figura 6.29: Curvas de histerese obtidas com feixe posicionado depois dos defeitos $45^\circ - 15^\circ$ e $45^\circ - 45^\circ$. As alturas relativas dos degraus na inversão da magnetização são diferentes para cada geometria, veja setas violetas $45^\circ - 15^\circ$ e vermelhas $45^\circ - 45^\circ$.

O problema daqui em diante, será o de determinar os efeitos que criam probabilidades diferentes em detectar a circulação da parede de vórtice. Na elipse são criadas paredes de domínio com suas determinadas propriedades magnéticas. Por exemplo, paredes H_2H são criadas e injetadas no nanofio com 4 possibilidades de circulação e polaridade. Pode ser injetada 50% de paredes vórtice com circulação CW sendo 25% com polaridade $p = +1$ e outras 25% com polaridade $p = -1$. Outros 50% de paredes injetadas tem circulação CCW com 25% de polaridade $p = +1$ e 25% $p = -1$. Sendo feita esta consideração, a curva de histerese medida depois do defeito simétrico $45^\circ - 45^\circ$ mostra que a circulação CW e CCW das paredes de vórtice são medidas com igual probabilidade.

A parede de vórtice injetada da elipse, é presa no lado esquerdo do defeito e é transmitida conservando a circulação. Por outro lado, a porcentagem de paredes de vórtice medidas nas curvas de histerese depois do defeito assimétrico de ângulo $45^\circ - 15^\circ$ não são detectadas com probabilidades iguais. Se o domínio é tipo H_2H , a altura da curva de histerese é medida na inversão da magnetização com maior probabilidade no primeiro campo H_{TCW} , ou seja, para parede vórtice $H_2 - CW$. Se o domínio é tipo T_2T a altura da curva de histerese na inversão da magnetização favorece a detecção de uma parede de vórtice $T_2T - CCW$. Os resultados indicam que um efeito na dinâmica do movimento da parede na linha resulta em uma maior probabilidade de detectar uma parede de vórtice com circulação CW ou CCW.

Para entender a origem destes efeitos a primeira observação é feita na criação da parede de domínio na área elíptica. Se na elipse a parede de vórtice com um tipo de circulação é criada com maior probabilidade em relação a de circulação oposta, é esperado que as curvas de histerese sejam medidas em configurações H_2H e T_2T com maior probabilidade para mesma circulação. Por exemplo, se na elipse são criadas 70% de paredes de vórtice - CCW, a altura dos degraus nas curvas de histerese para os domínios H_2H e T_2T são detectados com maior probabilidade para esta circulação. Se isto for verdade, não é possível explicar como na configuração H_2H a altura da curva de histerese ser medida com maior probabilidade para parede de vórtice CW do que para CCW.

A segunda observação vem da injeção da parede de vórtice até o defeito. As curvas de histerese são medidas com campo magnético coercivo de 37 ± 2 Oe. O campo de injeção H_I medido na curva de histerese antes do defeito não diferencia qual circulação da parede de vórtice é direcionada da elipse até o defeito. Sobre estas considerações, o deslocamento na altura dos degraus observadas na curva de histerese obtidas depois do defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$ não são atribuídos a efeitos na criação da parede de vórtice. Além disso, com a curva de histerese medida antes do defeito não é possível obter a estatística de detecção da circulação da parede de vórtice.

Assumindo que as paredes de vórtice são injetadas da elipse e se movem até o defeito com igual probabilidade surge a questão: Seria o defeito responsável por algum efeito que determina quais paredes de vórtice de circulações CW ou CCW são medidas com maior probabilidade resultando no deslocamento na altura que separa os degraus? E ainda, o tipo de domínio ou as propriedades magnéticas da parede influenciam na detecção da circulação da parede de vórtice? Para responder estas questões diversos cuidados foram tomados para assegurar que o efeito observado nas curvas de histerese não é fonte de um

erro experimental.

Primeiro, foram medidas curvas de histerese variando a frequência do campo magnético a fim de saber se a soma das curvas de histerese acumuladas na média feita no osciloscópio poderia forçar a diferença nos degraus. Para uma série de frequências diferentes entre 0.5Hz a 5.5Hz variando a cada 1Hz não houve uma mudança significativa na altura dos degraus. Para saber se a origem dos efeitos observados na curva de histerese surge por um possível desalinhamento do eixo do nanofio com a direção do campo magnético foi medido curvas de histerese com o eixo do nanofio inclinado de algumas unidades de grau da direção do campo e ainda assim não houve mudança significativa nas porcentagens.

Por último, para eliminar a possibilidade do efeito ter origem em algum defeito do filme de Py ou na borda foram medidas curvas de histerese em 10 linhas diferentes. Cada curva de histerese é medida depois do defeito nas dez diferentes linhas com acúmulo de dezenas de ciclos que são somados na média feita no osciloscópio. Para cada linha, a altura do degrau foi medida nas configurações H_2H e T_2T com um cálculo simples de proporção das alturas. Se em H_2H o degrau é observado com o Sinal Kerr em 0.5 a probabilidade medida é de 75% de paredes de vórtice CW e 25% de CCW. O mesmo procedimento foi obtido para configuração T_2T . As probabilidades obtidas para cada nanofio individual nas configurações H_2H e T_2T são apresentadas na Figura.6.30.

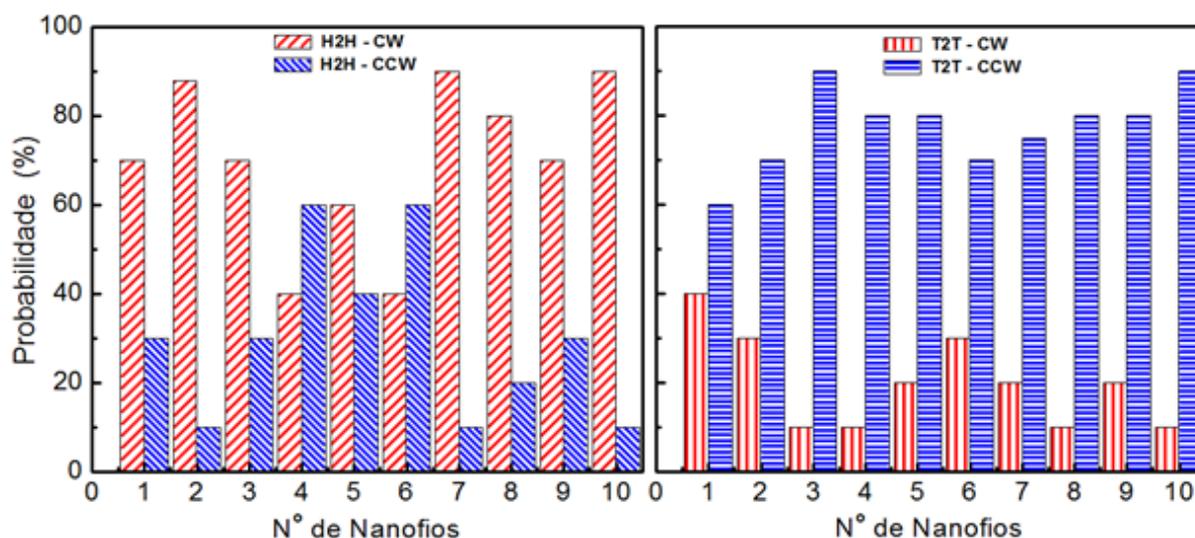


Figura 6.30: Porcentagem de paredes CW e CCW medidas nas configurações H_2H e T_2T em 10 diferentes linhas com o feixe posicionado depois do defeito $45^\circ - 15^\circ$. Em H_2H as paredes de vórtice de circulação CW são medidas com maior probabilidade. Já em T_2T são as paredes de vórtice CCW medidas com maior probabilidade.

As porcentagens obtidas na curva de histerese medidas em cada linha mostram que algum efeito da interação da parede de vórtice com o defeito determina o deslocamento na altura que separa os degraus. Para verificar se o efeito tem alguma particularidade com a fabricação desta amostra, outro conjunto de linhas foram fabricados com a geometria do defeito em $45^\circ - 15^\circ$. A linha tem largura de 400nm e a profundidade do defeito (distância entre o vértice e a borda de baixo da linha) é de 160nm. Outra vez, as probabilidades observadas na detecção da circulação da parede de vórtice foram próximas as obtidas nas linhas com largura de 435nm e profundidade do defeito em 235nm.

Um último teste foi realizado para verificar a probabilidade em observar paredes de vórtice CW ou CCW medidas depois do defeito. Curvas de histerese foram medidas com uma única variação de campo magnético positivo e negativo. Isto é, o campo magnético é aplicado paralelo ao eixo da linha no sentido positivo e negativo e ao fim desta variação desligado. Para diferenciar das curvas de histerese obtidas com média no osciloscópio a curva será chamada aqui de ciclo sem média. Os ciclos sem média foram medidos nas 10 linhas de largura 435nm. Para cada linha foram medidos 10 ciclos sem média. A boa relação sinal ruído do sistema F-MOKE permitiu medir ciclos sem média e diferenciar o campo magnético coercivo que transmite a parede de vórtice através do defeito, veja exemplo da Figura.6.31. As duas curvas são medidas na mesma linha.

Na configuração T_2T os campos de transmissão H_T das duas curvas de histerese vermelho e azul são próximos. Comparado a curva de histerese obtida com média o valor do campo corresponde a transmissão de parede vórtice $T_2T - CCW$. Por outro lado, em H_2H a curva vermelha mostra a transmissão da parede de vórtice CW enquanto a azul mostra a transmissão da parede de vórtice CCW. Este deslocamento do campo magnético coercivo observado na curva azul em relação a curva vermelha mostra o porque das curvas obtidas com média apresentarem degraus. Este é o deslocamento que separa os dois campos de transmissão para cada circulação da parede de vórtice transmitida através do defeito. Outras combinações de campo magnético coercivo medido na configuração H_2H e T_2T foram observadas nos ciclos sem média.

Analisando os valores dos campos coercivos medidos nas 10 linhas, a probabilidade de detectar a circulação da parede de vórtice transmitida através do defeito foi determinada. Novamente a detecção da circulação da parede de vórtice na configuração H_2H é maior para CW enquanto que na configuração T_2T permanece a maior probabilidade de detectar a parede de vórtice com circulação CCW. Com as probabilidades obtidas nos ciclos sem média o efeito na detecção da circulação da parede de vórtice foi definitivamente evidenciado. Os resultados experimentais são claros. Uma nova dinâmica do movimento da parede de vórtice na linha resulta no deslocamento da altura em que os campos magnéticos coercivos são medidos na curva de histerese. O efeito é claramente dependente da circulação da parede de vórtice.

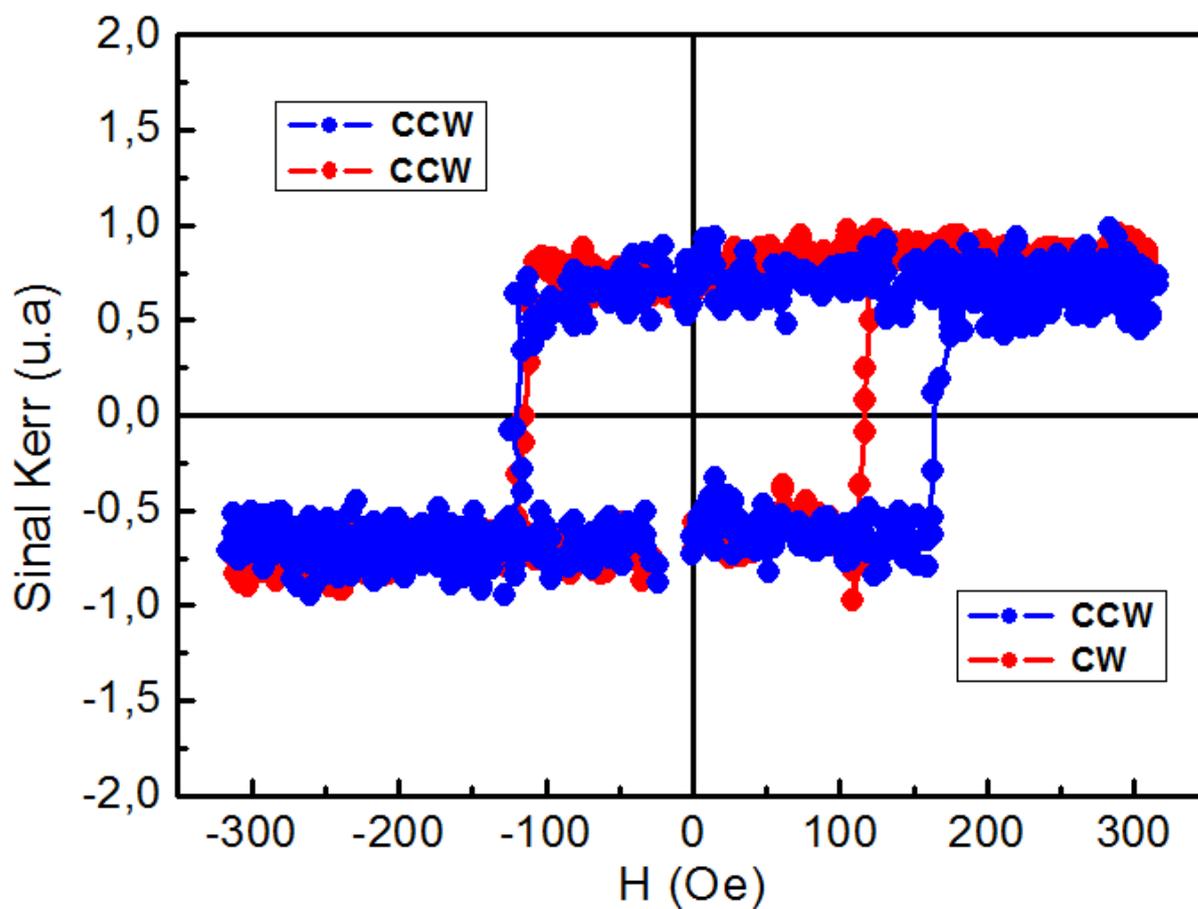


Figura 6.31: Ciclos sem média obtidos com o feixe de luz posicionado depois do defeito $45^\circ - 15^\circ$. As curvas são obtidas na mesma linha. A boa relação sinal ruído permitiu distinguir os campos de transmissão para cada circulação da parede de vórtice transmitida através do defeito.

A distribuição do campo magnético coercivo medido nos ciclos sem média foi um bom recurso para medir com boa precisão a probabilidade de detectar a circulação da parede de vórtice. Isto porque os ciclos sem média são medidos de forma mais direta onde os valores do campo magnético coercivo são obtidos claramente. Como exemplo, o valor do campo magnético coercivo foi medido dos 10 ciclos sem média de uma mesma linha. O número de eventos ou medidas tem apenas um valor de campo magnético coercivo na configuração H_2H e T_2T . Este mesmo procedimento foi realizado em todas as outras linhas. As probabilidades são calculadas pelo campo coercivo que transmite a parede de vórtice através do defeito. A Figura.6.32 mostra um exemplo para a configuração H_2H . Nos dez ciclos sem média em sete o campo magnético coercivo foi medido em média no valor de 106 Oe. Em outros três ciclos sem média o campo magnético coercivo foi medido em cerca de 146 Oe. Nesta linha, na configuração H_2H , a probabilidade de detectar a circulação da parede de vórtice transmitida através do defeito foi de 70% CW e 30% CCW.

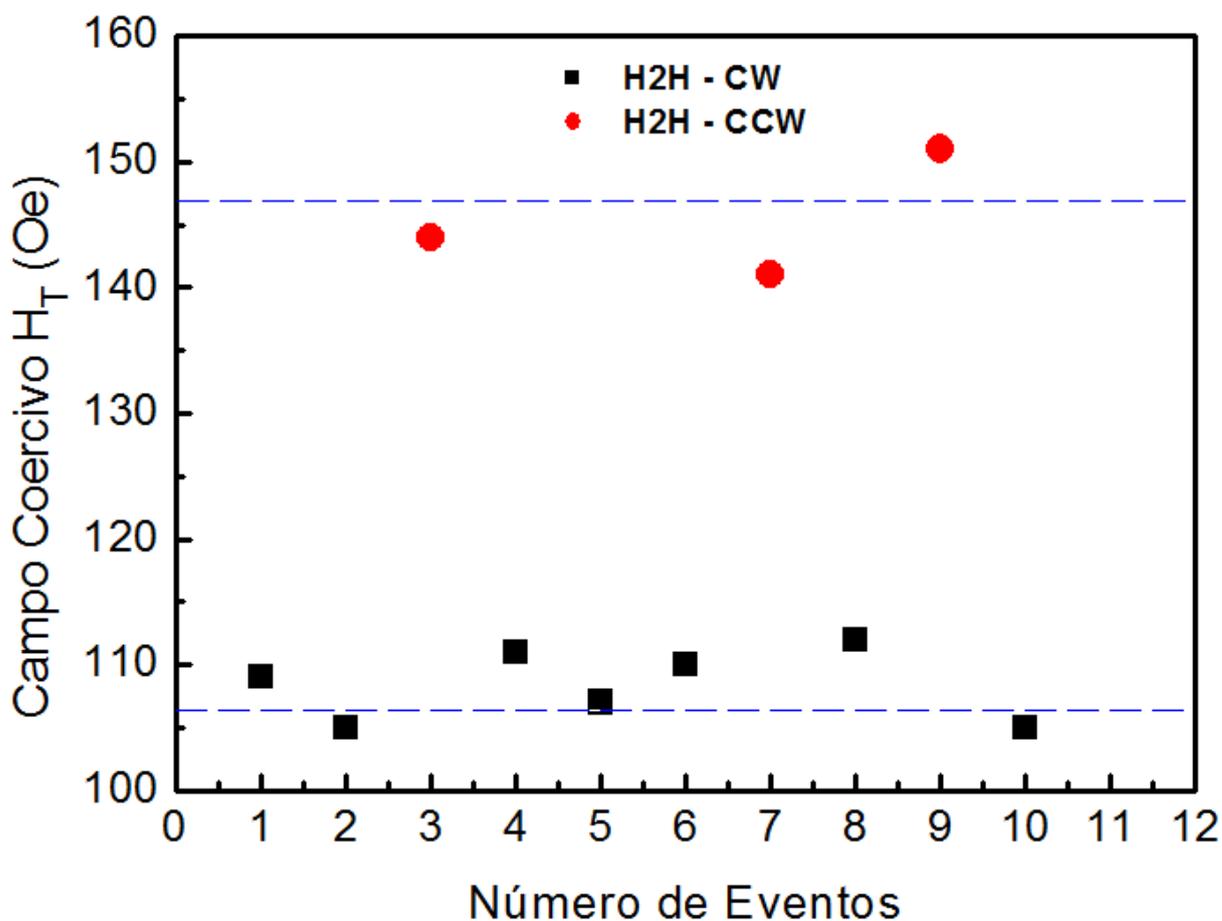


Figura 6.32: Campo magnético coercivo medido de dez ciclos sem média na mesma linha. As probabilidades de detectar a circulação da parede de vórtice são obtidas pelo número de eventos em que o campo magnético coercivo se repete.

Para a mesma linha o campo magnético coercivo foi medido na configuração T₂T, veja Figura.6.33. De dez ciclos sem média em oito o campo magnético coercivo é medido no valor médio de -106 Oe. Em apenas dois ciclos o campo magnético coercivo é medido em -146 Oe. Nesta linha, na configuração T₂T, a probabilidade de detectar a circulação da parede de vórtice transmitida através do defeito foi de 80% CCW e 20% CW. No geral, as probabilidades de detectar a circulação da parede de vórtice depois do defeito têm uma dispersão em torno do valor médio de 4% a 7% obtidas das curvas de histerese com média e de 5% nos ciclos sem média.

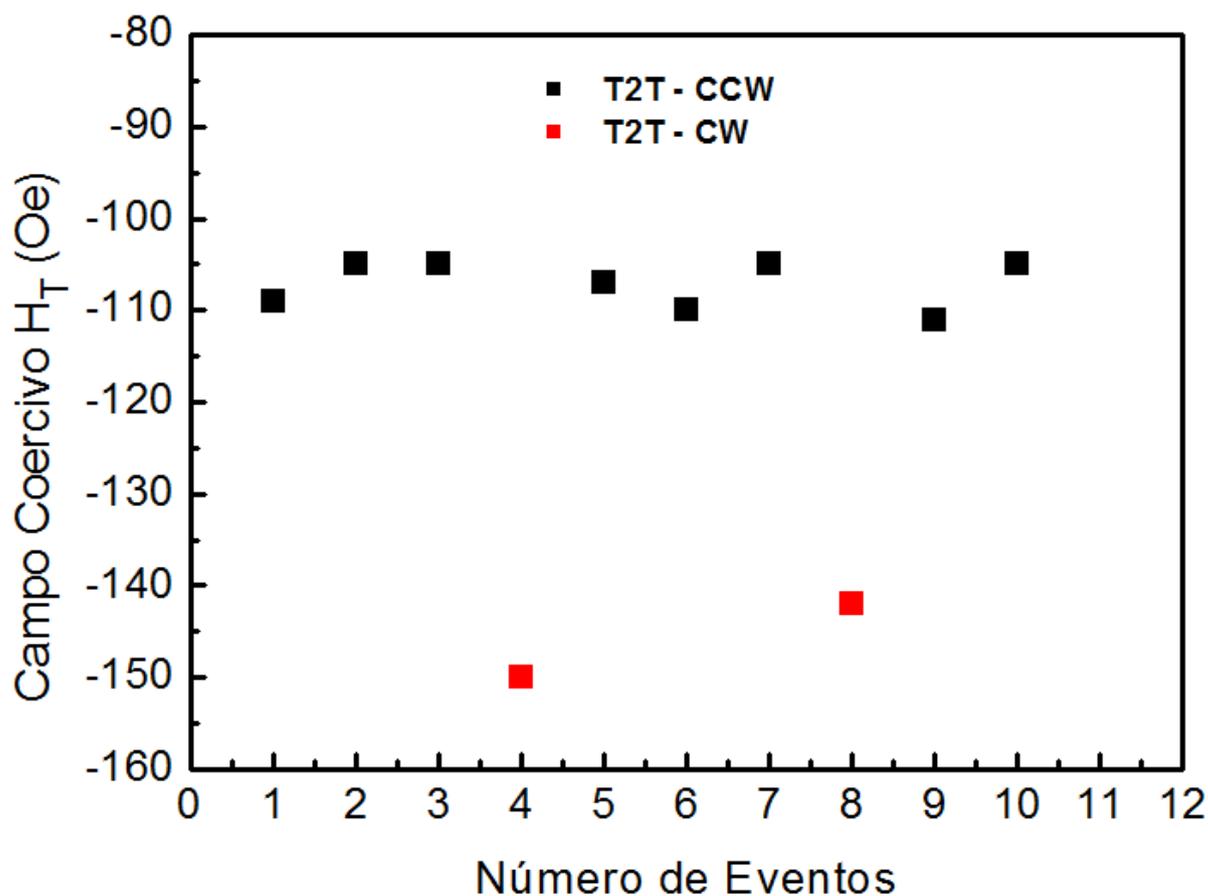


Figura 6.33: Campo magnético medido dos ciclos sem média na configuração T₂T. Os valores do campo magnético mostram a probabilidade em detectar a circulação CW ou CCW transmitida através do defeito.

Os resultados apresentados até aqui mostram o comportamento de paredes de vórtice interagindo com defeitos simétricos e assimétricos. O defeito tem a forma triangular com a menor assimetria em 45° - 15°. Esta assimetria do defeito varia com o ângulo ϕ_2 de 15° a 40°. A variação angular de ϕ_2 é máxima para o defeito simétrico 45° - 45°. As curvas de histerese obtidas depois do defeito 45° - 15° são medidas com diferentes probabilidades para cada circulação e tipo de domínio. Por outro lado, para o defeito simétrico as curvas de histerese apresentam probabilidades próximas de 50%. Neste ponto surge uma questão: Seria este efeito observado para as outras combinações de ângulos do defeito?

Esta questão foi investigada por curvas de histerese medidas com o feixe posicionado depois do defeito para ϕ_2 entre 20° e 45° . As curvas de histerese foram obtidas com acúmulo de médias feitas no osciloscópio em 10 linhas diferentes para cada valor de ϕ_2 . As probabilidades de medir paredes de vórtice CW e CCW em ambas configurações T_2T e H_2H foram obtidas das alturas dos degraus nas curvas de histerese. Um histograma com a probabilidade média de paredes CW e CCW detectadas depois de cada defeito foi obtido e é apresentado na Figura.6.34.

A probabilidade de detectar a circulação da parede de vórtice tem uma dependência com a assimetria do defeito. Para o defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$ a probabilidade de detecção da parede vórtice CW na configuração H_2H é 75 %. Na configuração T_2T a probabilidade é 75 % de serem detectadas parede de vórtice CCW. Para o defeito simétrico em $45^\circ - 45^\circ$ as probabilidades são próximas de 50% para ambos tipos de domínio H_2H e T_2T . Esta probabilidade muda do defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$ até o simétrico $45^\circ - 45^\circ$. Observando o histograma da Figura.6.34, a probabilidade de detectar a parede de vórtice CW na configuração H_2H diminui com o aumento do ângulo, veja linha vermelha no quadro à direita da Figura.6.34. Nesta mesma configuração H_2H , a probabilidade de detectar a parede de vórtice com circulação CCW cresce com o aumento do ângulo ϕ_2 , veja linha azul no quadro à direita da Figura.6.34.

O oposto foi observado para a configuração T_2T . Nesta configuração a probabilidade de detectar a parede de vórtice CCW decresce com o aumento do ângulo ϕ_2 , veja linha vermelha no quadro à esquerda Figura.6.34. A detecção da parede T_2T - CW cresce com o aumento do ângulo ϕ_2 , veja linha azul no quadro à esquerda da Figura.6.34. Os resultados experimentais indicam que uma interação da parede com defeitos triangulares simétricos e assimétricos pode determinar a probabilidade de detectar a circulação CW e CCW do vórtice nas configurações H_2H e T_2T .

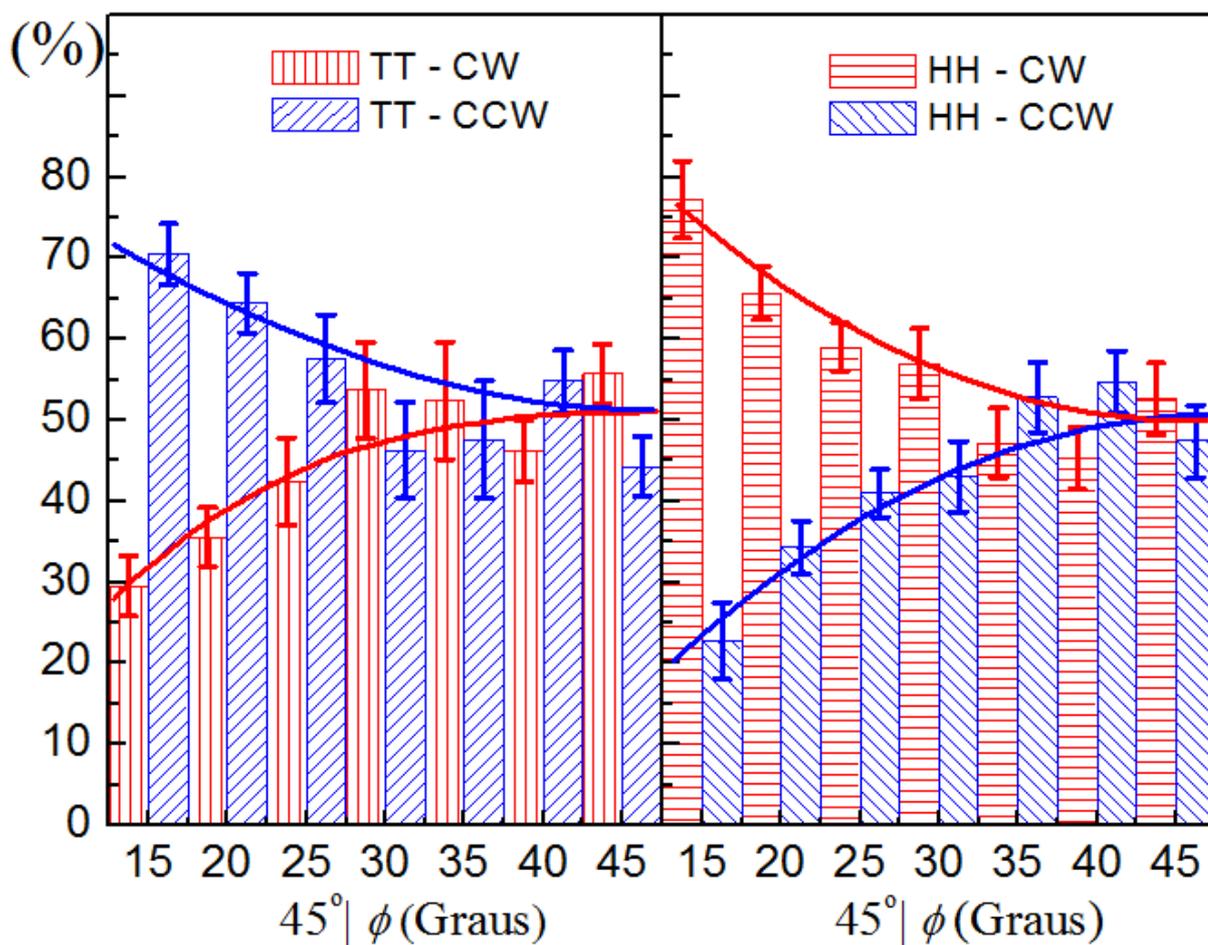


Figura 6.34: Histograma com as probabilidades de paredes vórtice CW e CCW medidas depois do defeito. As probabilidades em detectar a circulação da parede de vórtice muda com assimetria do defeito sendo máxima em $45^\circ - 15^\circ$. As linhas ajudam a guiar o comportamento obtido para cada combinação $45^\circ - \phi_2$.

6.4 Interação da parede de vórtice com entalhe triangulares investigada via simulação micromagnética

A interpretação dos resultados obtidos nas linhas com defeitos assimétricos e simétricos envolvem complexos efeitos na dinâmica do movimento da parede de vórtice. Os resultados experimentais mostram que a geometria do defeito (simétrica ou assimétrica) tem influência direta neste movimento que resulta numa desigualdade em que a circulação da parede de vórtice é medida. Esta evidência é maior para o defeito de $45^\circ - 15^\circ$ como mostra as curvas de histerese e histograma apresentados na seção anterior. No capítulo 2, o movimento da parede de vórtice se movendo na linha foi apresentado e para melhor compreensão será aqui novamente revisado. Existem três diferentes regimes de propagação da parede de vórtice em linhas. Estes regimes de propagação são dependentes da intensidade do campo magnético.

O primeiro regime ocorre no baixo campo magnético na qual o núcleo do vórtice se move no centro da linha. Neste regime a velocidade da parede de vórtice em função do campo magnético cresce linearmente até um valor máximo conhecido como Walker Field (Campo de Walker). Acima deste campo crítico, oscilações na estrutura interna da parede de vórtice levam a uma perda de velocidade [105, 106, 107]. Isto caracteriza um segundo regime de propagação conhecido como breakdown Walker (anomalia de Walker). Neste segundo regime a velocidade decresce com o aumento do campo magnético. Aumentando a intensidade do campo magnético, a velocidade da parede de vórtice aumenta num terceiro regime de propagação.

O movimento da parede de vórtice em linhas é diferente dependendo de cada regime de propagação o que afeta suas propriedades magnéticas (circulação e polaridade). Acima do campo de Walker é conhecido que a parede de vórtice se move com o núcleo se deslocando nas bordas da linha com sucessivas trocas de polaridade. No entanto, este movimento ocorre para uma faixa de campo magnético. Geralmente, as trocas de polaridade do núcleo do vórtice ao longo do movimento da parede de domínio ocorre no terceiro regime de propagação.

Para identificar em que regime a parede de vórtice é injetada da elipse até o defeito foi necessário obter a velocidade da parede como função da intensidade do campo magnético. Simulações foram realizadas para saber em que valor de campo magnético ocorre as transições destes regimes. Uma linha de $10\mu\text{m}$ de comprimento, 400nm de largura e 30nm de espessura foi utilizada para calcular a velocidade da parede. Para esta simulação não há defeito ao longo da linha. A parede de vórtice é criada a $1\mu\text{m}$ de distância do início da linha. Um tempo fixo de 30×10^{-9} s foi utilizado para cada valor de campo magnético.

A velocidade média foi calculada de acordo com a posição do núcleo do vórtice ao final do tempo de simulação. As propriedades magnéticas descritas nas simulações anteriores para o Py são as mesmas exceto a escolha do damping. Para saber em que regime o vórtice se move na linha é necessário a escolha do damping para o Py mais próximo do valor experimental. A escolha do damping foi de 0.005 e medidas de ressonância

ferromagnética realizadas em filmes finos produzidos para este trabalho tem valores entre 0.008 e 0.005. A curva de velocidade da parede de vórtice em função do campo magnético pode ser vista na Figura.6.35.

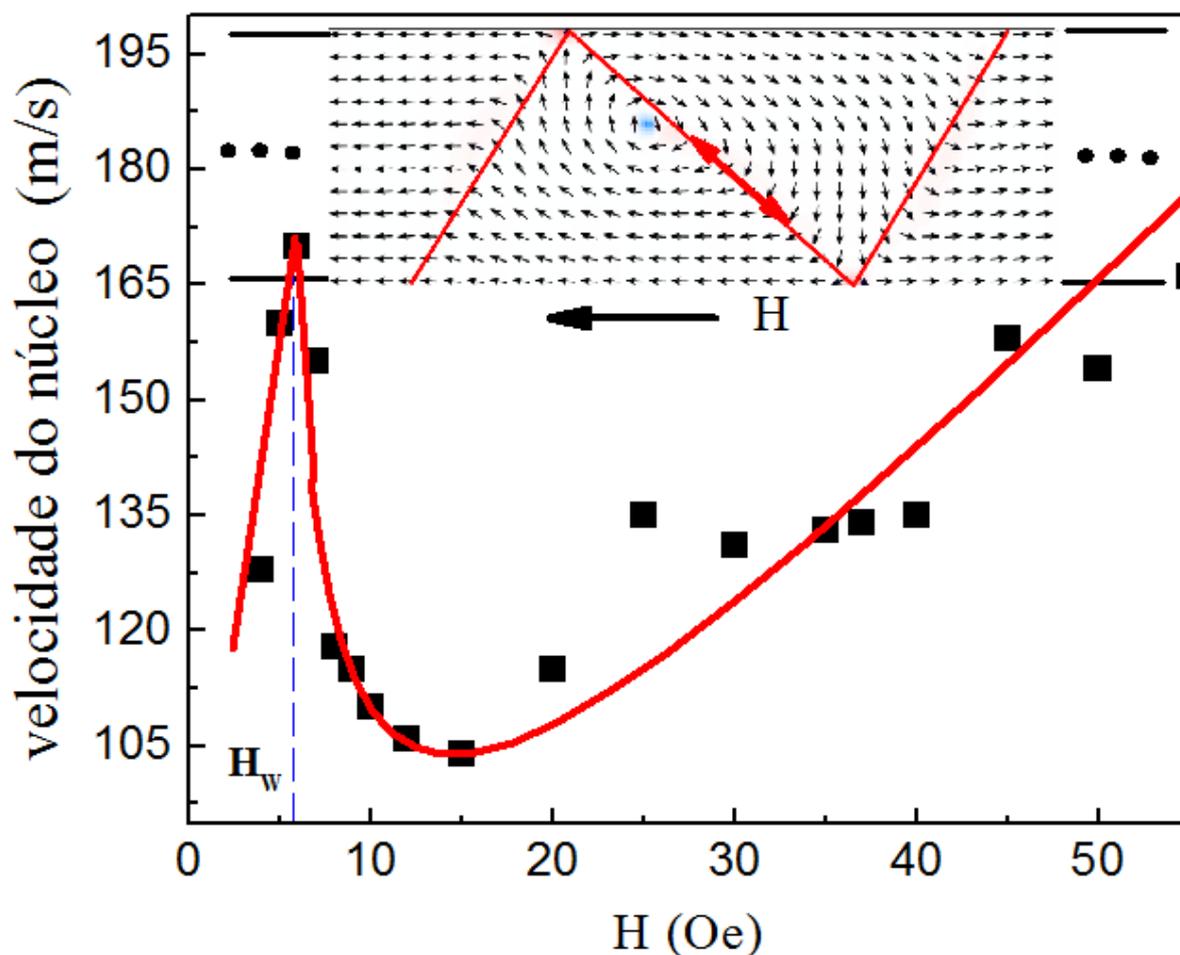


Figura 6.35: Velocidade da parede de vórtice calculada em função do campo magnético. O campo limite em que a parede tem a máxima velocidade é de apenas 5Oe. Acima deste campo a parede vórtice perde velocidade devido oscilações de sua estrutura magnética. A velocidade da parede de vórtice volta a aumentar num terceiro regime de propagação. A linha vermelha ajuda a guiar os olhos para se ver o comportamento da velocidade nos diferentes regimes. A figura inserida do vórtice na linha com as setas vermelhas indicando o movimento do núcleo ao se deslocar de uma borda a outra da linha.

A parede de vórtice é injetada na linha no campo H_I de 37 ± 2 Oe. Pela curva de velocidade da parede de vórtice ao longo do eixo da linha em função do campo magnético foi possível observar que a propagação da parede injetada da elipse até o defeito ocorre acima do campo de Walker. Além disso para este valor de campo magnético a parede de vórtice se move no terceiro regime de propagação. Portanto a parede de vórtice injetada na linha se propaga até o defeito com um movimento dinâmico no qual o núcleo do vórtice se desloca na direção das bordas de baixo $-y$ e de cima $+y$ da linha, veja Figura.6.36. O movimento da parede de vórtice ocorre com sucessivas trocas de polaridade. No entanto, ao longo deste movimento em que a parede é injetada da elipse na direção do defeito, a circulação da parede de vórtice (CW e CCW) é preservada para ambos tipos de domínio T_2T e H_2H . Outra característica deste movimento é o valor da velocidade de propagação de ≈ 130 m/s.

Se as paredes são injetadas da elipse acima do campo de Walker no terceiro regime de propagação com igual probabilidade e antes de interagir com o defeito não trocam de circulação, como as curvas de histerese medidas depois do defeito apresentam alturas deslocadas de zero? Para entender este efeito um intensivo estudo via simulação foi realizado para determinar se a geometria do defeito pode por exemplo trocar a circulação da parede de vórtice. De maneira semelhante a simulação feita para obter a velocidade da parede, diversas simulações foram realizadas para entender a complexa dinâmica de interação da parede de vórtice com o defeito.

Inicialmente, uma parede de vórtice de circulação CW ou CCW e polaridade ± 1 é criada a $1\mu\text{m}$ do início da linha. O centro do defeito é posicionado em $5\mu\text{m}$. Em particular, primeiro foi investigado a dinâmica do movimento da parede de vórtice na interação com o defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$ da qual os experimentos mostram a maior diferença nas probabilidades de detectar a circulação CW e CCW medidas nas configurações H_2H e T_2T , respectivamente. Diferente da simulação realizada para obter a curva de histerese com damping α em 0.5 para que o mínimo de energia nas interações magnéticas seja obtido por um critério de convergência, a simulação é feita neste processo com α igual a 0.005 para que a dinâmica do movimento do vórtice seja mais realista. Sem esta propriedade de utilizar um damping mais próximo do valor experimental, não seria possível obter a dinâmica do movimento do vórtice ao longo da linha e a interação com o defeito.

Para que a simulação reproduza o processo magnético semelhante ao que ocorre no experimento, após a parede ser criada em $1\mu\text{m}$ o campo magnético de 40Oe é aplicado no plano da linha paralelo ao eixo durante 80 ns. A parede se desloca ao longo da linha com o núcleo do vórtice sendo puxado para a borda de cima e de baixo, veja Figura.6.36. Outro aspecto observado no movimento da parede de vórtice é a variação na largura da parede. A parede se move na linha com um tamanho de sua largura mudando para um modo de expansão e contração. Por exemplo, se a parede é T_2T - CW de polaridade negativa ($p = -1$) veja ponto preto da Figura.6.36 mostrando o contraste magnético perpendicular ao plano da linha) o núcleo do vórtice é deslocado transversal ao eixo da linha na direção $+y$.

Nesta configuração a largura da parede expande formando uma complexa estrutura magnética, veja Figura.6.36 (a). No intervalo de tempo posterior, o núcleo do vórtice troca de po-

laridade (ponto branco ($p=+1$)) e é direcionado para o centro da linha. Este efeito gera uma contração na largura da parede, Figura. 6.36 (b). No intervalo de tempo seguinte o núcleo do vórtice com polaridade positiva ($p=+1$) se move transversal ao eixo na direção $-y$, veja Figura. 6.36 (c). Note que a largura da parede é definida pela distância entre os defeitos (meio anti vórtice) nas bordas da linha. As posições X_1 e X_2 marcam a localização dos defeitos nas bordas de cima e de baixo, respectivamente.

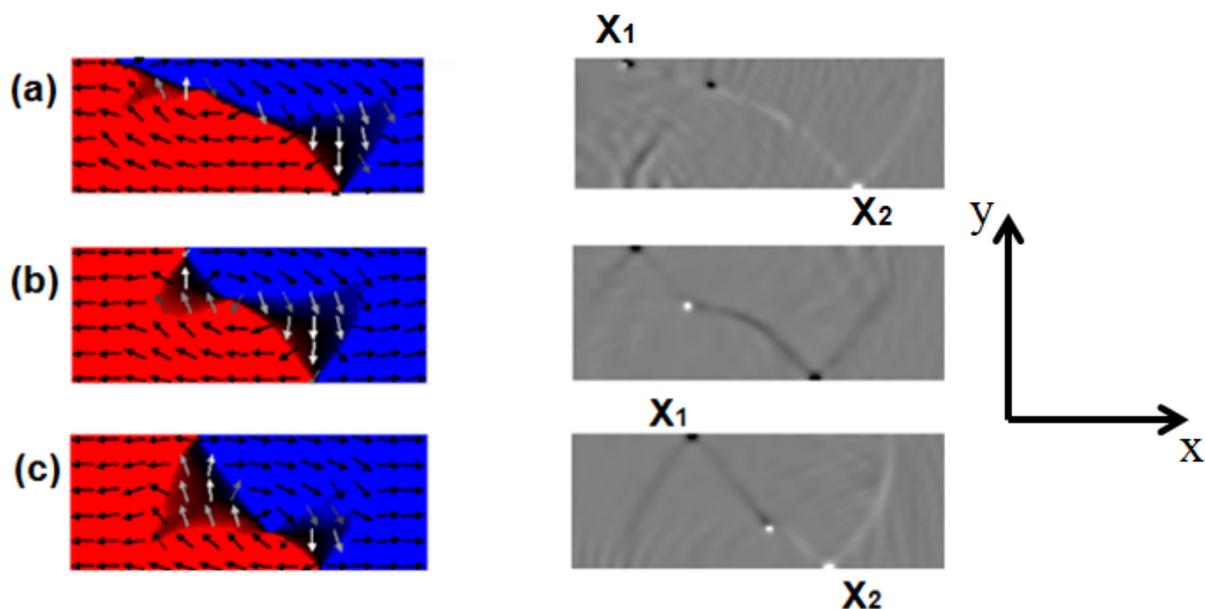


Figura 6.36: Movimento da parede de domínio ao longo da linha. O complexo movimento é caracterizado por trocas de polaridade do núcleo, dos defeitos nas bordas e por expansão e contração na largura da parede de domínio.

Como foi introduzido no Capítulo 2, este regime dinâmico do movimento da parede é compreendido considerando as forças que atuam no movimento do vórtice. Para isto, as forças são separadas nas direções paralela \mathbf{x} e transversal \mathbf{y} ao eixo da linha. Considerando a parede do tipo T₂T - CW as forças agindo no vórtice paralela ao eixo do nanofio são de dois tipos: a força do campo magnético que inverte a magnetização dos domínios na sua direção deslocando longitudinalmente a parede e a componente da força girotrópica que surge do produto vetorial $G\mathbf{vz} \times \mathbf{y}$ quando o núcleo se desloca transversal ao eixo da linha.

$$F_{H_x} = QH \quad (6.30)$$

$$F_{G_x} = Gv_x \quad (6.31)$$

No eixo \mathbf{y} transversal a linha, duas forças são também responsáveis pela dinâmica do movimento do vórtice. São elas a componente da força girotrópica que surge do produto $G\mathbf{vz} \times x$ que tende a puxar o vórtice para os bordas da linha e a força restauradora proporcional a distância \mathbf{y} que tende a manter o núcleo no centro da linha. A força restauradora agindo no núcleo do vórtice é equivalente a força elástica agindo num sistema massa-mola. Quando o núcleo é deslocado pela força girotrópica para as bordas da linha a força restauradora puxa o núcleo para o centro.

$$F_{G_y} = Gv_y \quad (6.32)$$

$$F_{R_y} = KY \quad (6.33)$$

Lembrando que, G é o girovetor e K a constante elástica da força de restauração. Para a força do campo magnético Q é a carga magnética. No movimento dinâmico da parede estas forças agem diretamente nas propriedades magnéticas do vórtice. A Figura. 6.37 ilustra como cada força age na estrutura magnética. A força do campo magnético tem a mesma direção ao longo do movimento da parede de vórtice. As forças F_{R_y}, F_{G_y} e F_{G_x} podem nesta dinâmica mudar de direção dependendo do movimento do vórtice e da polaridade do núcleo. No exemplo particular apresentado na Figura. 6.37, o núcleo está deslocando para a borda de cima da linha. Nesta configuração a polaridade do núcleo é negativa ($p=-1$) e as forças F_{R_y} e F_{G_y} tem a direção indicada pelas setas, veja Figura. 6.37. Neste regime de propagação, a dinâmica do movimento da parede de vórtice é complexa de maneira que a distribuição das forças que agem na estrutura ajudam a entender melhor o comportamento sobre a ação do campo magnético.

Agora que foi exemplificado como as forças agem na estrutura do vórtice é possível voltar ao problema do modo em que a parede se propaga ao longo da linha ilustrado na Figura.6.36. Neste caso especial a parede de vórtice é T₂T - CW mas os mesmos argumentos podem ser utilizados para exemplificar o movimento da parede de vórtice CCW nas configurações H₂H e T₂T.

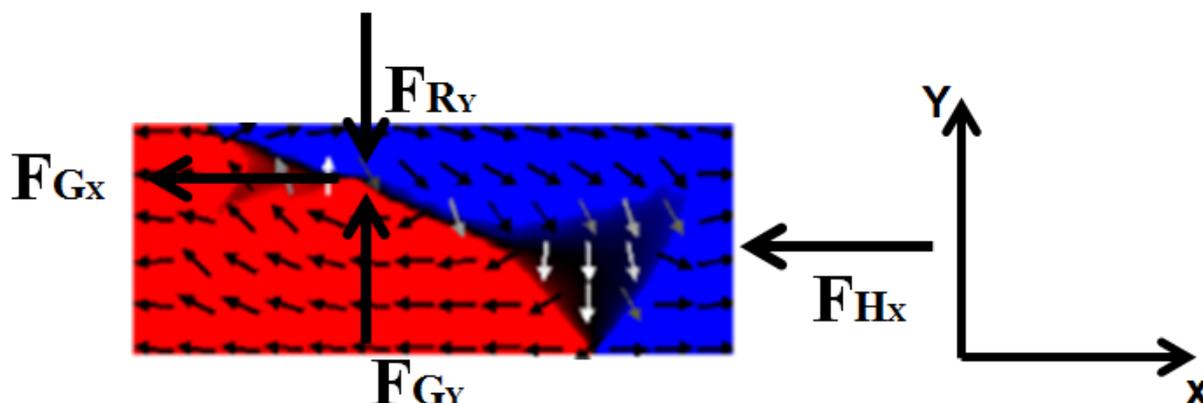


Figura 6.37: Forças agindo na estrutura da parede de vórtice. Apenas a força do campo magnético tem a mesma direção ao longo do movimento da parede. As forças F_{Ry}, F_{Gy} podem trocar de direção dependendo da direção do deslocamento transversal do núcleo.

Observando a Figura.6.36, a força do campo magnético alinha os momentos magnéticos do vórtice na sua direção crescendo uma área de magnetização paralela, veja figura.6.36 **a**. Se a polaridade do núcleo é negativa (ponto preto) o vórtice se desloca para a borda de cima da linha pela força girotrópica $+F_{Gy}$. A soma destas duas forças favorece o núcleo de polaridade negativa se deslocar muito próximo a borda de cima da linha. No intervalo de tempo seguinte, o núcleo inverte de polaridade próximo a borda de cima e a força restauradora $-F_{Ry}$ puxa o vórtice para o centro da linha (veja ponto branco) na Figura.6.36 **(b)**. Posteriormente, com o núcleo do vórtice com polaridade positiva ($p=+1$) a força girotrópica muda de sentido $-F_{Gy}$ e desloca o vórtice para a borda de baixo 6.36 **(c)**.

Nesta configuração o núcleo do vórtice de polaridade positiva não se aproxima da extremidade da borda de baixo. Este efeito pode ser entendido pela força do campo magnético que age nos momentos magnéticos do vórtice. Enquanto a força girotrópica $-F_{Gy}$ puxa o núcleo da parede vórtice com polaridade positiva para a borda de baixo $-Y$, o campo magnético força os momentos a se alinharem paralelamente na sua direção fazendo o núcleo do vórtice se mover para cima. Como consequência a parede de vórtice T_2T - CW de polaridade positiva tem um deslocamento transversal menor comparado a de polaridade negativa. Este efeito muda a largura da parede para o modo de expansão (polaridade negativa) e modo de contração (polaridade positiva). Ou seja, o vórtice se move na linha sobre um modo de propagação que muda a polaridade do núcleo e a largura da parede.

Ao longo da linha o movimento do vórtice ocorre sobre as considerações feitas acima. Antes do defeito nenhuma mudança na circulação ou transformação de outro tipo de parede foi observado. Porém, quando ocorre a interação da parede de vórtice com o defeito surge um novo efeito neste movimento. Para uma certa combinação das propriedades magnéticas da parede, o vórtice muda de circulação no defeito por meio de um complexo movimento de expansão na largura da parede e criação de um novo vórtice na borda do defeito. A melhor compreensão desta dinâmica de interação é feita pela análise do

movimento do vórtice na vizinhança do defeito, veja Figura 6.38.

Iniciando com a configuração T_2T - CW de polarização ($p=-1$) posicionada em $1\mu\text{m}$ o campo de 40 Oe é aplicado na direção do eixo da linha. O vórtice se desloca até o defeito posicionado em $5\mu\text{m}$ sobre várias trocas de polaridade do núcleo além de se mover no modo de expansão e contração na largura da parede. Próximo ao defeito, a dinâmica do movimento da parede sofre transformações que resultam em uma inesperada criação de um novo vórtice de circulação oposta. A figura.6.38(a) mostra a parede de vórtice próximo ao defeito. A circulação neste instante de tempo é CW e a polaridade do vórtice é negativa (ponto preto). A figura ao lado mostra o contraste magnético perpendicular ao plano para ajudar a entender o processo de interação.

A linha de cargas magnéticas (veja faixa branca) de magnetização positiva (+1) perpendicular ao plano da linha toca a ponta do defeito na borda de cima. No intervalo de tempo seguinte, a linha de cargas é deslocada para a borda do defeito onde um complexo efeito é observado, veja Figura.6.38(b). Um novo vórtice de circulação CCW e de polaridade positiva (veja ponto branco) é criado no interior do defeito. Em seguida a estrutura magnética é definida pela parede de vórtice T_2T - CW próximo a borda de cima **y** da linha e o novo vórtice ocupando uma área próximo ao centro do defeito, Figura.6.38(c). Esta foi a primeira evidência observada nas simulações indicando que no defeito pode ocorrer uma troca na circulação do vórtice.

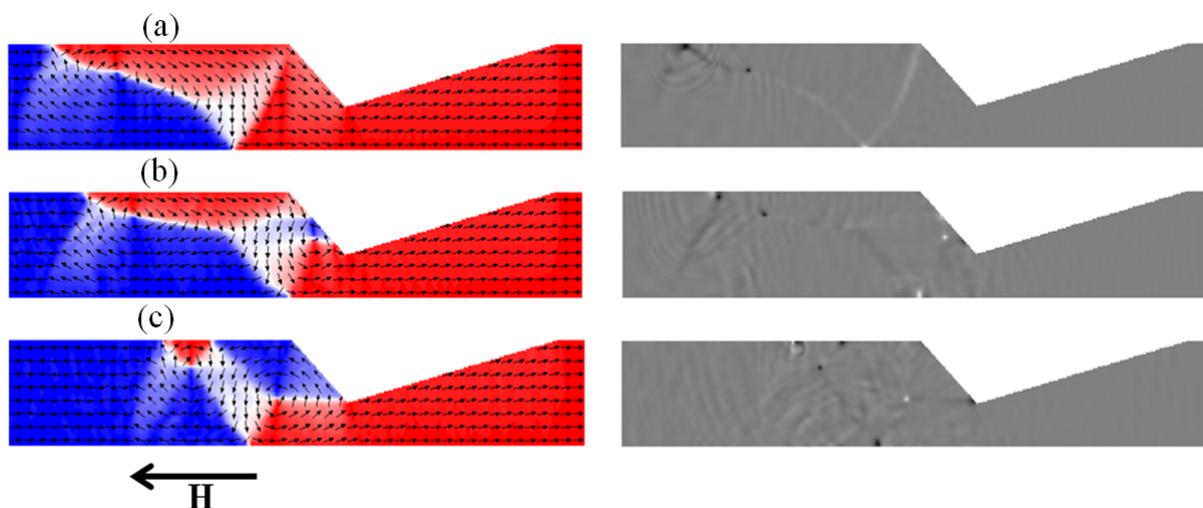


Figura 6.38: Interação da parede de vórtice com o defeito assimétrico $45^{\circ} - 15^{\circ}$. Um novo vórtice de circulação oposta ao original é criado na borda do defeito. As figuras ao lado mostram pontos brancos e pretos resultantes do contraste magnético perpendicular ao plano da linha. É possível identificar os defeitos na borda, a linha de cargas magnéticas e o núcleo do vórtice. Da dinâmica de interação da parede surge no defeito um novo vórtice de circulação oposta.

As transformações que ocorrem na estrutura da parede vórtice na interação com o defeito é melhor compreendida separando cada instante da evolução dinâmica do movimento. Primeiro, a interação com o defeito ocorre com a largura da parede vórtice caracterizada

por dois modos. Um modo de expansão (no qual a largura da parede aumenta) e de contração (no qual a largura da parede diminui). As simulações mostram que o novo vórtice criado no defeito ocorre quando na interação a parede tem um modo de expansão. A segunda propriedade trata da polaridade da parede de vórtice próximo ao defeito. Após ser injetado na linha esta propriedade magnética não se mantém constante de maneira que a polaridade do vórtice na interação com o defeito é randômica independente se a interação ocorre no modo de expansão ou contração. Das propriedades magnéticas que podem nuclear o novo vórtice no defeito a polaridade inicial da parede vórtice ou mesmo a polaridade na interação não determinam a dinâmica deste processo.

Terceiro, a linha de cargas magnéticas (faixa branca) Figura.6.38 tem na criação do vórtice magnetização positiva perpendicular ao plano da linha. A linha de cargas é ligada ao defeito (meio anti-vórtice) na borda de baixo da linha. Esta linha de cargas é a responsável pela criação do novo vórtice. Como consequência, o novo vórtice é criado no defeito sempre com polaridade positiva (ponto branco). Note que, o fato do vórtice ser criado com polaridade positiva favorece que o mesmo seja puxado para a borda de baixo da linha onde está localizado a abertura do defeito pela qual a parede é transmitida. De todos os detalhes mencionados no processo dinâmico a primeira conclusão é que: a criação do novo vórtice é independente da polaridade inicial e a configuração mais favorável para que ocorra este efeito é que a parede tenha largura no modo de expansão ao interagir com o defeito. Além disto, na borda do defeito, o vórtice é sempre criado com polaridade positiva.

Uma última importante propriedade na dinâmica desta interação é acerca da conservação do winding number (número de enrolamento) que formam a estrutura da parede de domínio. No Capítulo 2, foi mencionado acerca desta quantidade que caracteriza os defeitos nas bordas da linha e de volume no centro da parede de vórtice. Resumindo, o vórtice é formado por dois defeitos nas bordas da linha conhecidos como meio anti-vórtice. No centro da parede o núcleo do vórtice é um defeito de volume. Estes defeitos são representados por um número inteiro ou semi-inteiro que depende da circunferência feita ao redor do defeito. Os defeitos nas bordas da linha têm número de enrolamento $-(1/2)$ e o defeito de volume $(+1)$. Segundo a teoria que define os defeitos da parede de domínio em linhas, o número de enrolamento deve ser conservado de maneira que a soma numérica seja zero. Para ficar mais claro a equação de conservação do número de enrolamento obedece a equação,

$$n_R = n_{borda} + n_{vol} = 0 \quad (6.34)$$

onde n_{borda} e n_{vol} são os número de enrolamento do defeito de borda e volume.

Pela equação, n_R que é o número de enrolamento resultante deve ser nulo. De fato antes do campo magnético ser aplicado esta lei de conservação é respeitada. Seria esta lei de conservação do número de enrolamento violada no processo de criação do novo vórtice? Quando o novo vórtice é criado, ver Figura.6.39 (a), há no defeito triangular assimétrico três pontos (brancos e pretos) enquanto que na borda de baixo da linha há um ponto (branco). Na borda de cima da linha há dois pontos (pretos). Portanto, são seis o número total de defeitos (meio anti -vórtice e núcleo) no instante que o vórtice é criado. A soma

do número de enrolamento é neste instante igual a zero e a conservação desta propriedade não é violada. Pode se notar que há dois defeitos (meio anti-vórtice) na borda de cima da linha ligados ao defeito de volume (núcleo do vórtice), Figura.6.39 (b). O novo vórtice é também formado por dois defeitos localizados em bordas diferentes. Um é localizado na borda do defeito assimétrico triangular enquanto o outro é localizado na borda de baixo da linha.

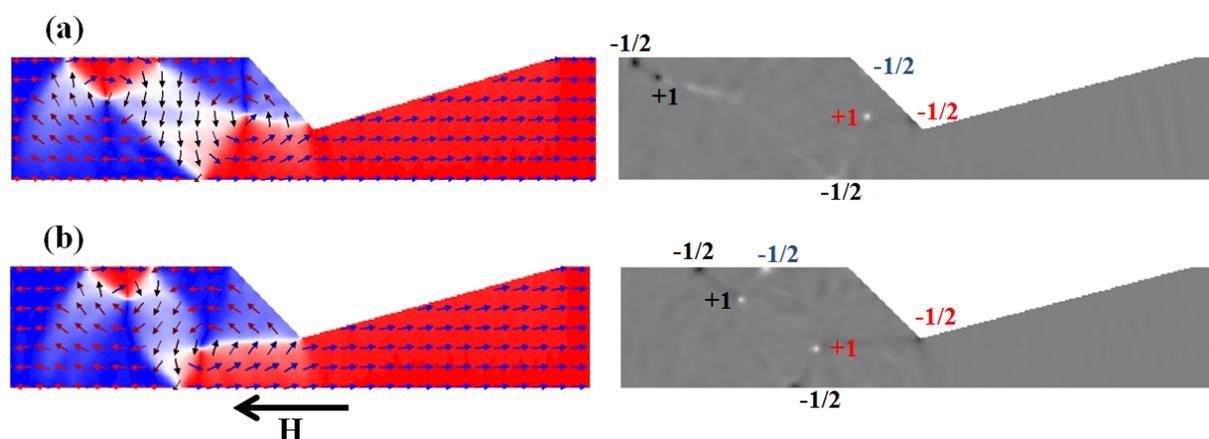


Figura 6.39: Dinâmica dos defeitos da parede vórtice interagindo com o entalhe. Na criação do novo vórtice o número total de enrolamento permanece zero. Todo processo ocorre com a conservação do número de enrolamento preservada.

A localização dos defeitos no processo dinâmico não é trivial sendo necessário uma análise de como se arranjam na interação dinâmica do vórtice com o defeito triangular assimétrico. A parede de vórtice que é injetada na linha interage com o defeito triangular assimétrico com os defeitos de borda e volume distribuídos tal como mostra a Figura.6.39 (a). Nesta configuração o número de enrolamento de cada defeito está destacado pela cor preta. Ainda neste intervalo de tempo pode se ver a distribuição dos defeitos do novo vórtice. O número de enrolamento do defeito de volume (+1) e o defeito no vértice (-1/2) estão destacados em vermelho. O defeito destacado em azul que é formado na criação do novo vórtice será utilizado para explicar a dinâmica de localização dos defeitos (meio anti-vórtice e núcleo) neste processo.

No instante que o vórtice é criado a soma do número de enrolamento dos defeitos é nula. Para que essa propriedade seja conservada o defeito destacado em azul se desloca para a borda de cima da linha, veja Figura.6.39 (b). Na borda de cima da linha há um defeito de volume (ponto branco) caracterizado pelo núcleo do vórtice. O defeito de volume é ligado a dois defeitos na borda de cima da linha com o número de enrolamento destacado de preto e outro defeito com número de enrolamento destacado de azul. Note que o número de enrolamento destacado em azul é o mesmo que foi nucleado no processo de criação do novo vórtice. Para esta configuração da parede de vórtice a soma total do número de enrolamento é nula.

Analisando a distribuição dos defeitos do novo vórtice é possível notar que a estrutura é formada pelo defeito de volume e de borda ambos destacados em vermelho. Esta soma

$(-1/2 + 1)$ violaria a conservação do número de enrolamento no processo de criação do novo vórtice. No entanto, o defeito na borda de baixo da linha com número de enrolamento destacado de preto se conecta com os defeitos do novo vórtice de tal maneira que a soma passa a ser $(-1/2 + 1 - 1/2)$. A conservação do número de enrolamento ocorre pelo deslocamento dos defeitos nas bordas da linha. Note que o defeito na borda de baixo da linha com número de enrolamento destacado em preto era conectado a parede de vórtice que foi injetada, veja Figura 6.39 (a). Em resumo, a conservação do número de enrolamento da parede de domínio é outra propriedade observada na criação do novo vórtice. A dinâmica de criação da parede não viola esta propriedade que deve ser conservada em linhas magnéticas.

Os resultados experimentais apresentados até aqui mostram que a parede de vórtice com circulação CW e CCW em domínios H_2H e T_2T são medidas com diferentes probabilidades depois de passarem pelo defeito triangular assimétrico. Esta probabilidade varia com o ângulo ϕ_2 do defeito e é maior na assimetria $45^\circ - 15^\circ$. Por exemplo, na configuração T_2T a parede de vórtice com circulação CCW é medida depois do defeito com $\approx 75\%$ enquanto que a parede de vórtice CW $\approx 25\%$. Para o defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$ a mudança de circulação CW para CCW foi observada pela simulação. O efeito de vórtices criados na borda do defeito triangular pode indicar a observação de uma parede com dada circulação ser detectada com maior probabilidade do que a outra. Este argumento se baseia nas seguintes considerações. Em T_2T 50% de paredes de vórtice CW e 50% CCW são injetadas da elipse até o defeito. Se uma dada porcentagem da parede de vórtice CW injetadas na linha tem a circulação no defeito trocada para parede vórtice CCW, a soma das paredes medidas com esta circulação será maior após passar pelo defeito. Esta consideração obedece a seguinte equação,

$$P_{T_2T} = 0.5CCW + P_1(CW \rightarrow CCW) + P_2CW \quad (6.35)$$

onde $0.5CCW$ é a porcentagem de paredes vórtice CCW que interagem com o entalhe.

$P_1(CW \rightarrow CCW)$ é a porcentagem de paredes vórtice CW que trocam para CCW enquanto que P_2CW é a porcentagem de paredes CW que permanecem com a mesma circulação. Esta equação tem acordo com os resultados experimentais se nenhuma transformação de paredes vórtice $T_2T - CCW$ para $T_2T - CW$ ocorrer no defeito. Ou seja, paredes vórtice $T_2T - CCW$ devem manter a mesma circulação na interação com o defeito. Este mecanismo foi investigado repetindo as simulações com os mesmos parâmetros descritos para dinâmica do vórtice na linha. A diferença é que a circulação inicial da parede de vórtice T_2T antes CW agora é CCW. A Figura.6.40 mostra a dinâmica desta interação com o defeito assimétrico $45^\circ-15^\circ$.

Neste processo, mesmo que a parede de vórtice $T_2T - CCW$ com largura em modo de expansão ou contração interaja com o defeito nenhuma inversão na circulação foi observada. A linha de cargas magnéticas é agora paralela a borda do defeito e não causa uma perturbação que possa criar um novo vórtice. O mecanismo de conservação da circulação da parede vórtice CCW na configuração T_2T ao longo da linha reforça os efeitos observados nas curvas de histerese. Como a circulação da parede $T_2T - CCW$ é preservada ao longo da linha as curvas de histerese medidas depois do defeito devem ser detectadas

com mínimo de 50% desta circulação. No entanto, como já foi dito esta probabilidade aumenta com a assimetria do defeito sendo máxima em $45^\circ - 15^\circ$.

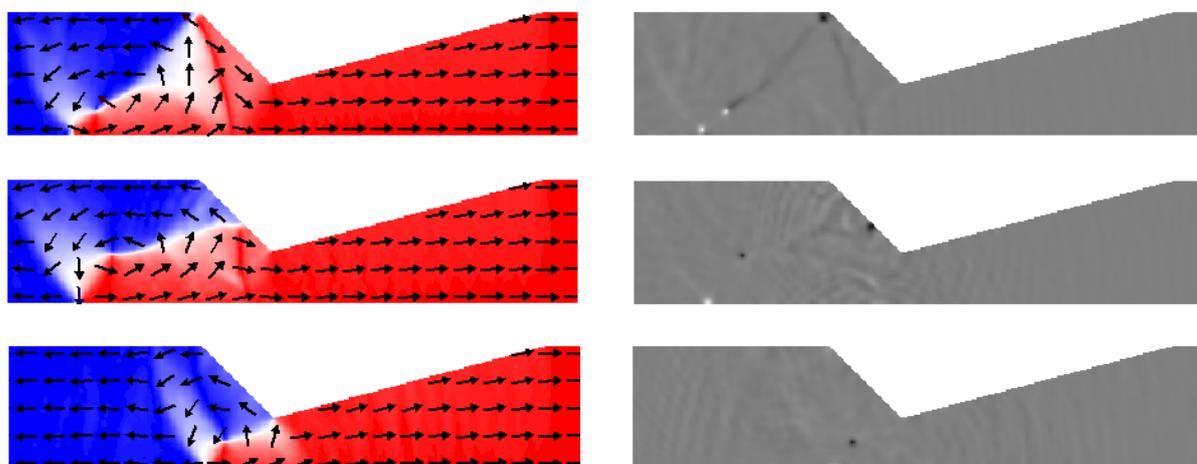


Figura 6.40: Conservação de circulação da parede T_2T - CCW na interação com o defeito. Diferente da configuração T_2T - CW nenhuma parede de circulação oposta é criada.

Na simulação foi observado que a parede de vórtice T_2T - CW troca de circulação no defeito para T_2T - CCW. Isto resulta no deslocamento da altura em que a parede de vórtice é detectada. Na configuração T_2T a parede de vórtice CCW é detectada com mínimo de 50% por terem suas propriedades magnéticas conservadas na interação com o defeito. Adicionadas a esta probabilidade são somadas a quantidade de paredes vórtice T_2T - CW que trocam de circulação no defeito para T_2T - CCW. Este é o argumento que indica o deslocamento na altura dos degraus que separa os campos magnético coercivo medidos na curva de histerese.

Para ficar mais claro é apresentado um exemplo. Para a configuração T_2T são injetadas da elipse cinco paredes de vórtice CW e cinco CCW. Como a parede de vórtice T_2T - CCW não troca de circulação no defeito será detectada ao ser transmitida pela parede 50% desta circulação. Por outro lado, a parede T_2T - CW pode ter sua circulação trocada para T_2T - CCW. Se por exemplo, das cinco paredes de vórtice T_2T - CW injetadas na linha duas manterem a circulação na interação com o defeito será detectado para esta circulação apenas 20% . Os outros 30% de paredes T_2T - CW trocam de circulação no defeito para T_2T → CCW. Do deslocamento na altura do degrau resulta que na configuração T_2T a probabilidade de detecção foi de,

$$P_{T_2T} = 0.5CCW + \mathbf{0.3CCW} + 0.2CW \quad (6.36)$$

a porcentagem destacada em negrito se refere a troca de circulação T_2T - CW para CCW.

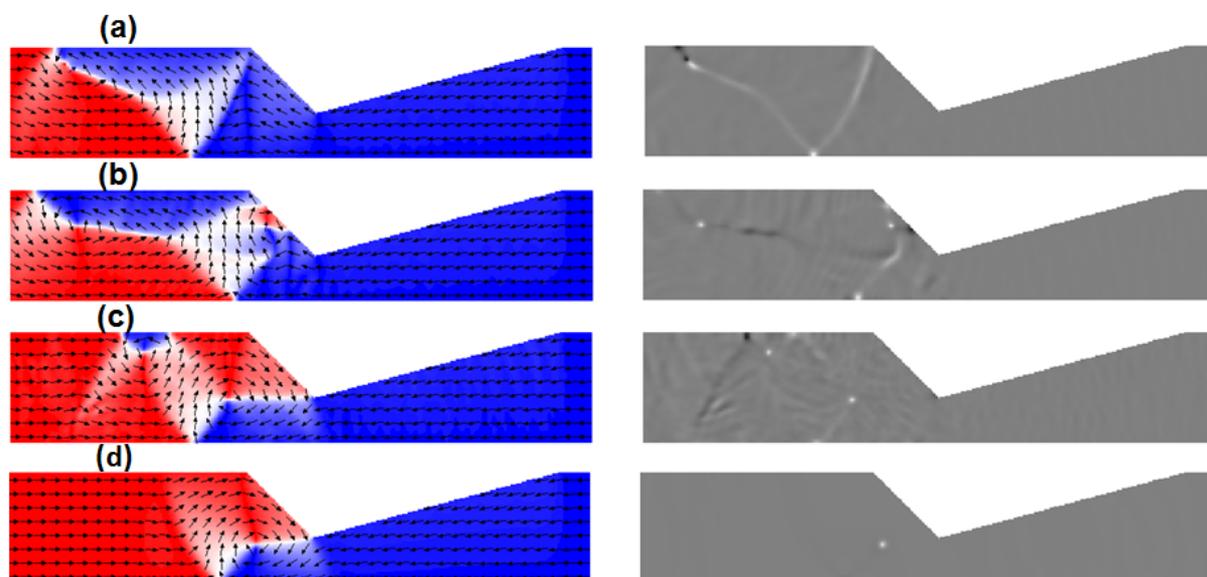


Figura 6.41: Evolução dinâmica do movimento da parede de vórtice próximo ao defeito assimétrico. Um vórtice de circulação CW é criado na borda do defeito. O efeito mostra que a circulação de paredes H_2H - CCW não são conservadas ao longo da linha.

As simulações mostram para a configuração T_2T a criação de um novo vórtice na borda do defeito assimétrico. Seria este efeito observado em paredes de vórtice H_2H ? O histograma obtido das curvas de histerese para H_2H mostram que $\approx 75\%$ das paredes de vórtice são

medidas depois do defeito 45° - 15° como CW e $\approx 25\%$ como CCW. Seguindo o mesmo protocolo adotado para observar a dinâmica da parede vórtice T_2T , simulações foram realizadas para verificar a interação da parede de vórtice H_2H - CCW. Novamente os parâmetros da simulação são mantidos os mesmos descritos na dinâmica obtida para o movimento da parede de vórtice T_2T . A Figura. 6.41 mostra a interação da parede de vórtice H_2H - CCW com o defeito assimétrico 45° - 15° . Assim como na configuração T_2T , um novo vórtice é criado na borda do defeito. Ou seja, a circulação da parede de vórtice H_2H - CCW é trocada para H_2H - CW e novamente o efeito ocorre com a largura da parede em modo de expansão.

Se paredes H_2H - CW são medidas depois do defeito 45° - 15° com maior probabilidade, estas devem ser conservadas ao longo de seu movimento na linha. Para verificar este processo simulações foram realizadas iniciando como configuração magnética a parede H_2H - CW. Os parâmetros para verificar a dinâmica do movimento da parede vórtice são os mesmos descritos até agora. O movimento da parede pode ser observado na Figura.6.42. A parede H_2H - CW ao interagir com o defeito mantém conservada a circulação. É possível observar que a linha de cargas que pode causar uma perturbação ou mesmo criar um vórtice é paralela ao bordo do defeito. Nesta condição nenhum novo vórtice é criado. Ou seja, na configuração H_2H a parede de vórtice CW é detectada ao passar pelo defeito com mínimo de 50%. Para que esta probabilidade alcance os 75% observados no histograma, as paredes vórtice H_2H - CCW que têm a circulação trocada no defeito para H_2H - CW devem ser adicionadas no cálculo da probabilidade gerando o deslocamento da altura que separa os degraus na curva de histerese.

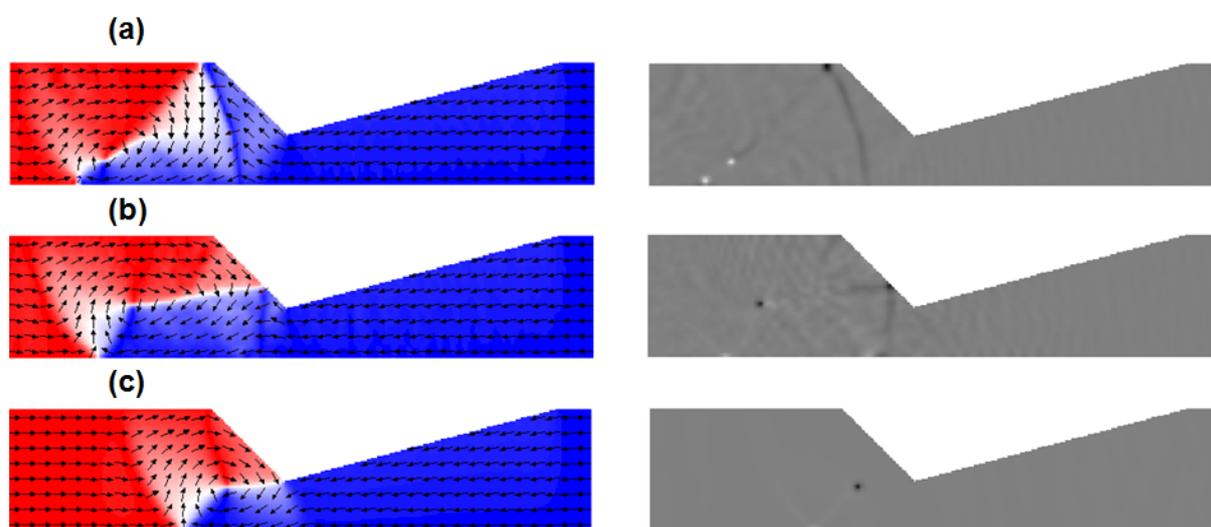


Figura 6.42: Parede H_2H - CW interagindo com o defeito assimétrico. A linha de cargas magnéticas toca o defeito e não causa nenhuma perturbação ou criação de um novo vórtice. O vórtice tem circulação preservada ao longo de seu movimento nesta interação.

Os resultados experimentais observados nas curvas de histerese e o histograma mostram que as probabilidades de detectar a circulação de paredes CW e CCW medidas com o feixe depois do defeito dependem do tipo de domínio, circulação, e da variação angular do defeito. Na dinâmica de interação da parede se movendo na linha um novo vórtice de circulação oposta ao injetado é criado na borda do defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$ para ambos tipos de domínios. Seria este efeito de criação de um novo vórtice de circulação oposta observado em outras combinações de ângulos do defeito?

Novamente, simulações micromagnéticas são realizadas para observar a dinâmica da parede vórtice interagindo com defeitos assimétricos variando o ângulo ϕ_2 . Como exemplo, é apresentada a interação de uma parede de vórtice T_2T de circulação CW interagindo com o defeito assimétrico $45^\circ - 30^\circ$, veja 6.43. Para esta assimetria é também criado no defeito um novo vórtice de circulação oposta $T_2T - CCW$. Outra vez, o vórtice é criado com polaridade positiva. Pelas mesmas considerações feitas anteriormente parede de domínio $T_2T - CCW$ permanecem conservadas na interação com este defeito.

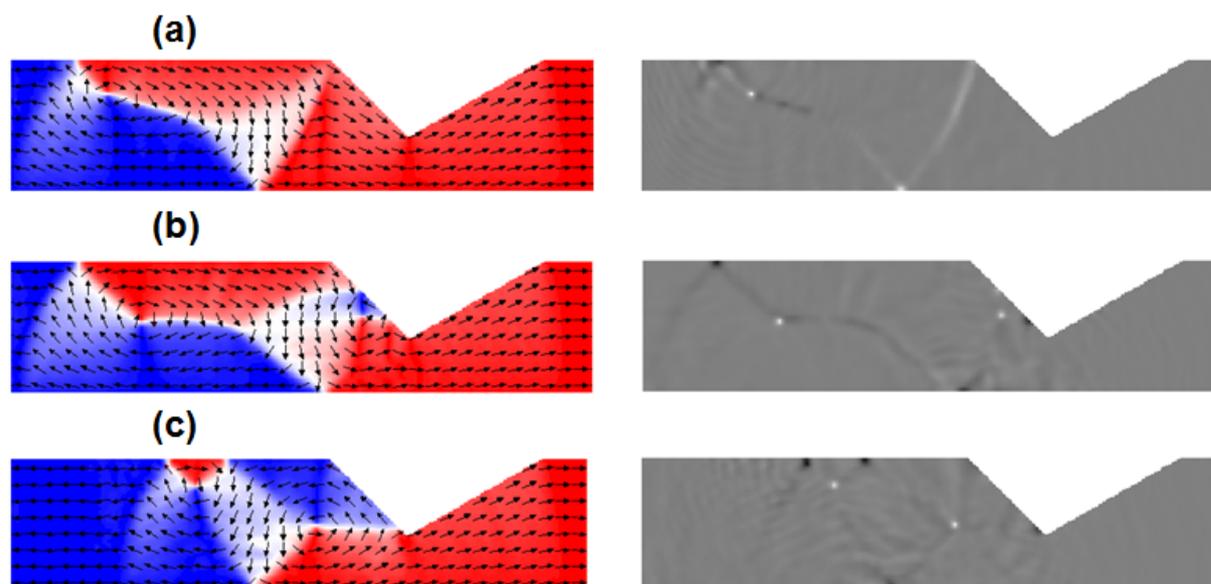


Figura 6.43: Vórtice criado no defeito assimétrico $45^\circ - 30^\circ$. Novamente, o vórtice interage com o defeito no modo de expansão que favorece a formação de um novo vórtice de circulação oposta.

Para todas as combinações angulares do defeito assimétrico, ou seja, $45^\circ - 15^\circ$ a $45^\circ - 40^\circ$, foram realizadas simulações com a parede de vórtice inicialmente posicionada em $1\mu\text{m}$ e o centro do defeito posicionado em $5\mu\text{m}$. Nestas simulações foram observados o mesmo processo de criação de uma nova parede de vórtice de circulação oposta a injetada na linha. Novamente, a condição favorável para que ocorra o efeito é que a parede vórtice tenha na interação com o defeito a largura no modo de expansão.

No entanto, na dinâmica de interação da parede de vórtice com o defeito simétrico $45^\circ - 45^\circ$ este efeito não foi observado independente da circulação, polaridade inicial, ou tipo de domínio $T_2T - H_2H$. Como exemplo, a interação da parede de vórtice $T_2T - CCW$ mostra

que a circulação da parede permanece conservada, veja Figura.6.44.

De fato, as curvas de histerese e o histograma mostram que as probabilidades de circulações CW e CCW serem medidas nas configurações T_2T e H_2H com o feixe posicionado depois do defeito $45^\circ - 45^\circ$ são próximas de 50%. Combinando os resultados experimentais e de simulação, a criação do novo vórtice depende do modo que a parede interage com o defeito. A assimetria é outro fator para que a parede seja criada no lado esquerdo do defeito. Isto inicia uma regra em que a barreira de potencial criada pelo defeito tem influência direta na criação do novo vórtice. Alguns detalhes da simulação serão adicionados aos apresentados até aqui para que o papel da barreira de potencial criado pelo entalhe possa ser melhor compreendido no processo de criação do novo vórtice.

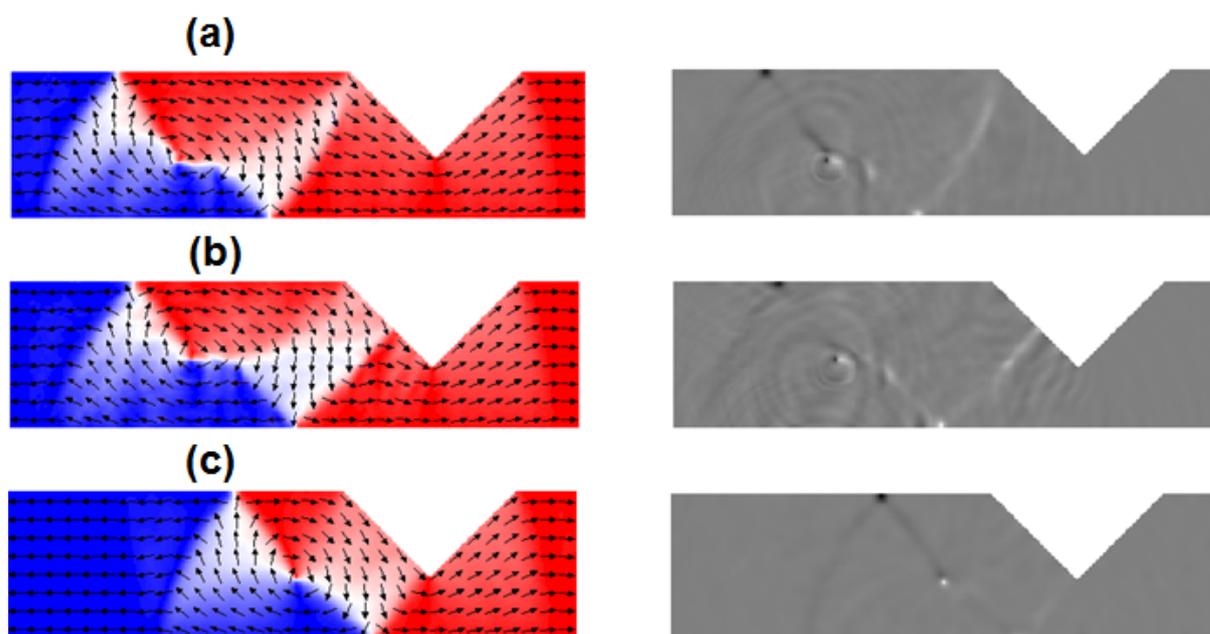


Figura 6.44: Conservação da parede T_2T interagindo com o defeito simétrico $45^\circ - 45^\circ$. A circulação permanece a mesma em todo o processo de interação da parede de vórtice com o defeito.

Para cada combinação dos ângulos que define o defeito triangular, novas simulações foram realizadas na configuração T_2T . Neste novo arranjo de simulações o centro do defeito é posicionado em $9\mu\text{m}$. Este mecanismo foi realizado para observar se posições diferentes no qual o vórtice inicia seu movimento poderia mudar a dinâmica de interação com o defeito. O campo magnético é de 40 Oe aplicado paralelo ao eixo da linha. Isto é utilizado porque a probabilidade de criar a parede de vórtice depende da largura que a parede interage. Como o número de oscilações na largura da parede de vórtice e troca da polaridade do núcleo ao longo do movimento até o defeito é irregular, a parede de vórtice foi colocada em 20 posições diferentes.

A irregularidade no movimento da parede de vórtice pode ser observada pela posição do núcleo como função da posição da linha, veja Figura.6.45. No eixo y estão os valores máximos em que o núcleo do vórtice se desloca transversal ao eixo da linha. Note que

a largura da linha é de 400nm e portanto o deslocamento pode ser em ± 200 nm. Pode ser observado que inicialmente as trocas de polaridade do núcleo do vórtice ocorrem com uma periodicidade em função da posição da linha. No entanto, esta periodicidade com a posição é perdida e o núcleo do vórtice se desloca por uma posição maior na borda de cima da linha.

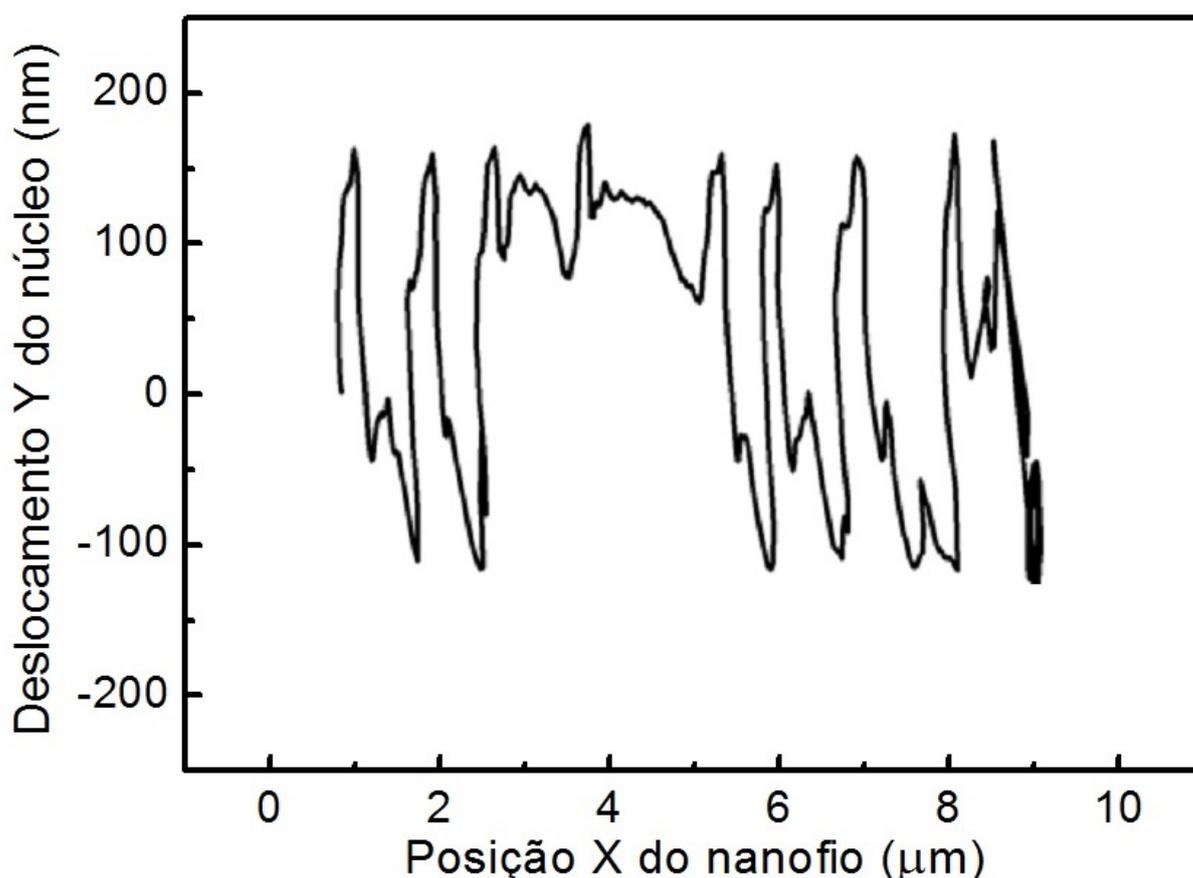


Figura 6.45: Deslocamento do núcleo da parede de vórtice em função da posição da linha. O vórtice troca de polaridade ao longo de um movimento irregular. Neste exemplo a circulação da parede é CCW.

Neste caso, a polaridade do núcleo do vórtice é negativa e a parede de vórtice se propaga com largura no modo expandido. Esta é, como já foi dito, a configuração favorável para que na interação da parede com o defeito um novo vórtice de circulação oposta seja criado. O fato da parede ser injetada acima do campo de Walker leva a oscilações na largura da parede ocasionando a irregularidade de seu movimento.

Da irregularidade do movimento da parede vórtice se propagando na linha foi observado a configuração resultante com a interação com o defeito. Isto foi feito para todas as combinações angulares com a parede colocada em 20 diferentes posições. Por simplicidade, as simulações foram realizadas apenas na configuração T_2T . Como o modo de propagação da parede de vórtice ocorre sobre oscilações de sua estrutura foi calculada a largura da

parede na interação com o defeito. A largura da parede foi calculada pela distância entre os dois defeitos na borda da linha (meio anti-vórtice) quando a linha de cargas magnéticas toca a borda do defeito.

Um exemplo de tal configuração pode ser visto na interação da parede de vórtice com o defeito simétrico $45^\circ - 45^\circ$, veja Figura.6.46 inserida no gráfico. As posições no eixo (x) são as localizações iniciais da parede e a largura no eixo (y) calculada na interação com o defeito seguindo a definição $(X_2 - X_1)$. Em nenhuma das posições iniciais a parede $T_2T - CW$ ao interagir com o defeito tem a circulação trocada pela criação de um novo vórtice. A dinâmica de interação da parede de vórtice com o defeito simétrico $45^\circ - 45^\circ$ observada nas simulações mostram que a circulação CW e CCW para ambos tipos de domínios se mantém conservada. Como para nenhuma das posições que a parede de vórtice inicia seu movimento um novo vórtice é criado no defeito simétrico, as probabilidades de detectar a circulação da parede vórtice CW e CCW são iguais.

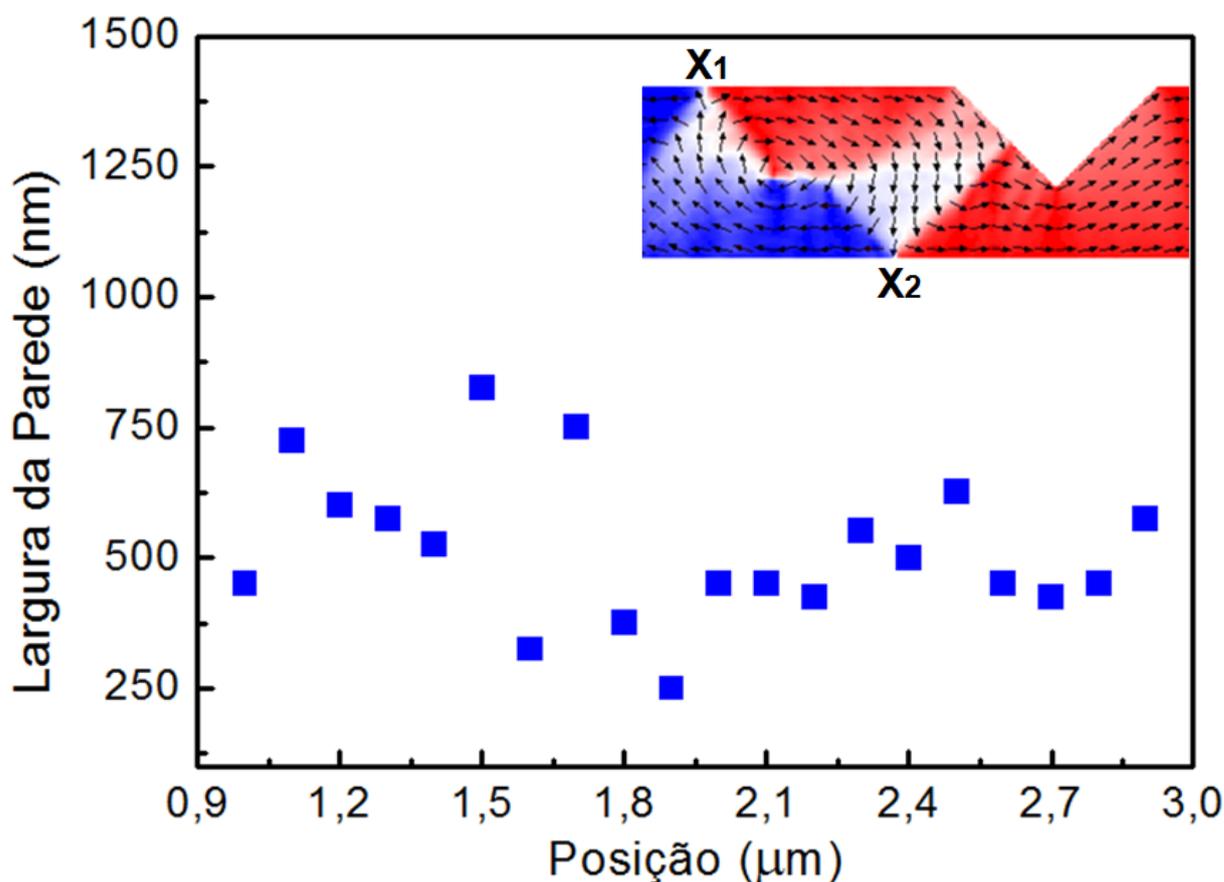


Figura 6.46: Largura da parede vórtice determinada pela distância entre os dois defeitos nas bordas da linha na interação com o defeito simétrico $45^\circ - 45^\circ$. Embora a parede interaja com o defeito com a largura no modo de expansão não é observado a criação de um novo vórtice.

Analisando a criação do novo vórtice pela altura da barreira de energia, os resultados experimentais e de simulação indicam que para o defeito simétrico que tem a maior bar-

reira de potencial não é favorável que um novo vórtice seja nucleado na borda do defeito. Considerando o fato que, toda contribuição para a barreira de potencial do defeito venha da variação angular de ϕ_2 , o crescimento da altura da barreira impõe um limite na criação do novo vórtice. A maior barreira de potencial em $45^\circ - 45^\circ$ indica que o custo de energia para criar um vórtice na borda do defeito é maior que para defeitos assimétricos como observado para $45^\circ - 15^\circ$.

O mesmo mecanismo foi realizado em defeitos assimétricos com a parede de vórtice $T_2T - CW$ criada em vinte posições diferentes. O resultado na interação com o defeito mostrou que em onze eventos houve a criação do novo vórtice (veja quadrados pretos) na Figura 6.47. Por outro lado, nove das interações da parede de vórtice com o defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$ a circulação permaneceu conservada (veja pontos vermelhos). Os quadrados pretos mostram as paredes vórtice $T_2T - CW$ que na interação com o defeito trocam de circulação para $T_2T - CCW$. Nota se que neste caso a largura da parede na interação com o defeito é acima de 600nm. Por outro lado a parede de vórtice que interage com a largura no modo de contração não gera um novo vórtice no defeito. Os pontos vermelhos são as paredes $T_2T - CW$ que permanecem com a circulação conservada na interação com o defeito. Neste caso a largura da parede é em torno de 400nm.

Alguns aspectos observados para este tipo de interação podem indicar porque este não é um modo favorável a criação da parede de vórtice no defeito. Quando a parede de largura no modo de contração interage com o defeito, o núcleo do vórtice está numa posição próxima do centro da linha. Se um vórtice for criado na borda do defeito, será necessário que a parede de vórtice injetada na linha seja aniquilada na borda.

Este efeito ocorre quando o núcleo do vórtice está próximo da borda da linha. Este exemplo foi mostrado para a parede de vórtice no modo de expansão. Quando o novo vórtice é criado no defeito, o núcleo da parede de vórtice que foi injetado na linha está próxima da borda de cima. Na evolução dinâmica do movimento a parede de vórtice é aniquilada na borda restando apenas a nova parede de vórtice no defeito. Este é outro fator que contribui para que o novo vórtice seja criado. Além de ser criado um novo vórtice na borda do defeito é necessário que a parede injetada na linha seja aniquilada na borda.

O mecanismo de verificar a interação da parede de vórtice com o defeito injetada em vinte posições diferentes foi estendido para os demais defeitos variando de 20° a 45° . As probabilidades de observar a criação de um novo vórtice foi calculada pela razão entre o número em que ocorre a criação do novo vórtice e o número total de eventos. Um histograma pode ser obtido das simulações com as respectivas porcentagens das vinte interações para cada combinação dos ângulos do defeito. O perfil do histograma segue em bom acordo com o observado experimentalmente, veja Figura. 6.48. No defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$ houve a maior probabilidade $\approx 76\%$ enquanto no defeito simétrico as probabilidades são iguais.

As probabilidades observadas nas curvas de histerese são atribuídas a diferentes características do movimento da parede ao longo da linha. Através das simulações foi possível determinar que a parede tem um modo de expansão e contração da largura que é deter-

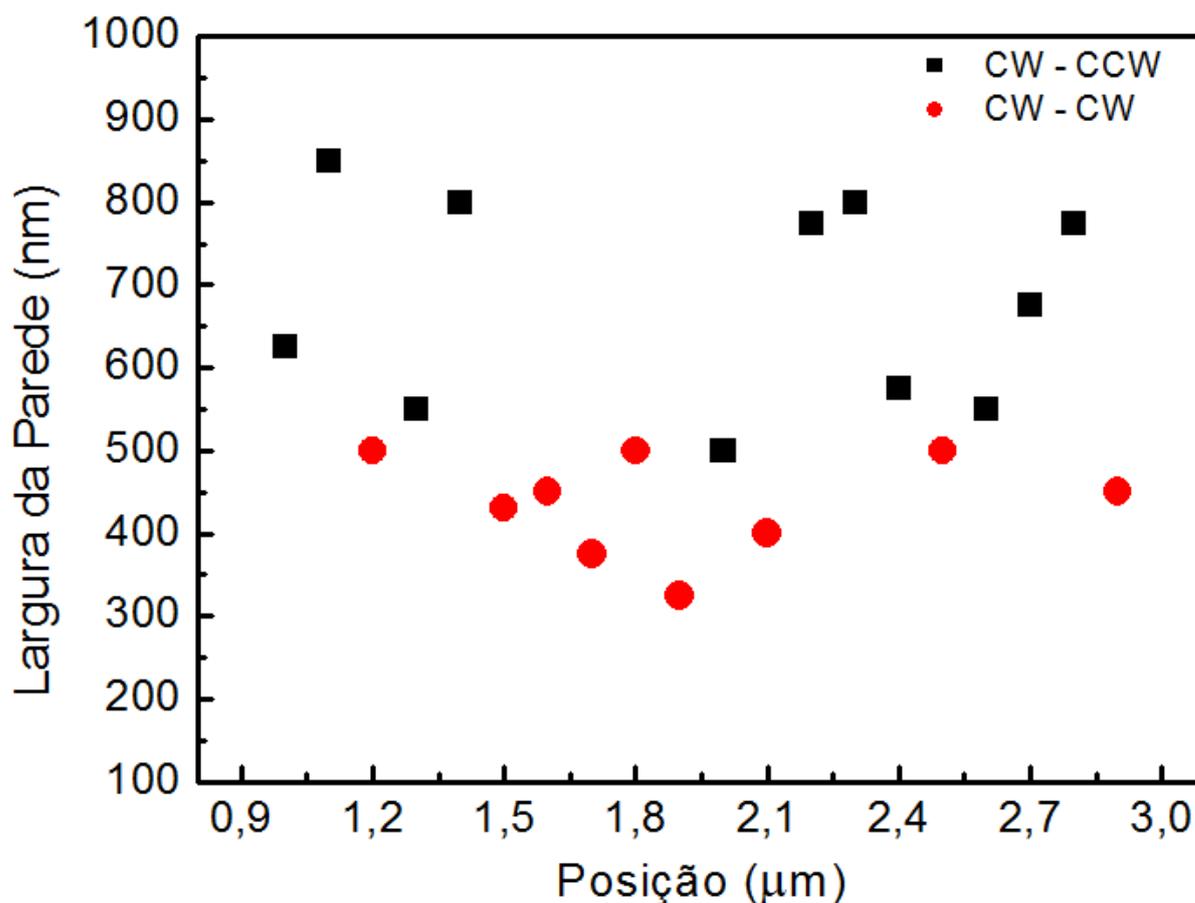


Figura 6.47: Largura da parede de domínio T_2T - CW na interação com o defeito. A criação de um novo vórtice no ocorre preferencialmente com a largura da parede no modo de expansão (quadrados pretos).

minante na criação do novo vórtice. Além disto, o fato da parede se propagar ao longo da linha acima do limite do campo de Walker faz com que as oscilações na estrutura da parede resulte num novo mecanismo de conservação ou criação de vórtices. Outro fator interessante está na assimetria do defeito onde as probabilidades são mais evidenciadas. Quanto menor a barreira de potencial do defeito maior é a probabilidade de paredes de vórtice serem criadas.

Finalmente, um último conjunto de simulações foram realizadas para obter a curva de histerese com as respectivas probabilidades de criação do novo vórtice. Para o defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$, das vinte interações da parede de vórtice T_2T - CW, onze trocam de circulação no defeito para T_2T - CCW e as outras nove mantém a circulação conservada. A parede de vórtice T_2T - CCW mantém a mesma circulação no defeito. Sendo assim 50 % das paredes transmitidas pelo defeito são medidas no campo magnético coercivo para esta circulação. Seria as nove paredes que trocam de circulação no defeito transmitidas pelo defeito no mesmo campo magnético coercivo?

Novas simulações foram realizadas com um procedimento dividido em duas partes. Na

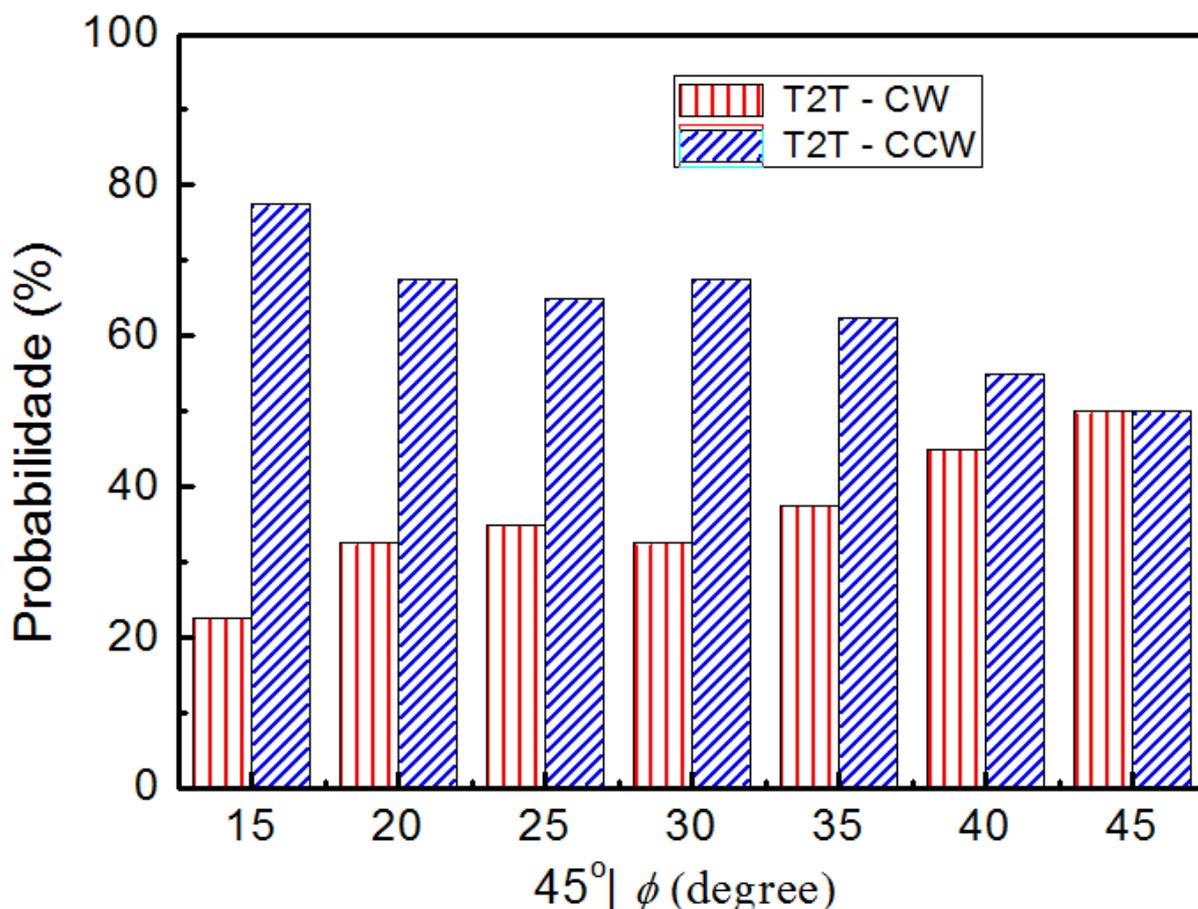


Figura 6.48: Histograma obtido por simulação micromagnética do número de eventos que ocorrem criação de um novo vórtice no defeito.

primeira, é feita a dinâmica do movimento da parede T_2T ou H_2H com circulação CW e CCW iniciando o movimento em vinte diferentes posições e interagindo com o defeito. Neste regime dinâmico (damping 0.005) é aplicado um campo de 40 Oe que leva a parede até o defeito. Após terminar a interação com o defeito, a configuração magnética relaxa para um valor mínimo de energia utilizando neste processo um damping maior de 0.5. A segunda etapa consiste em crescer o campo magnético de 1 em 1 Oe até que a parede atravesse o defeito utilizando o mesmo valor de (damping 0.5). O valor do campo muda quando atinge um mínimo de energia segundo um critério de convergência. É importante dizer que esta segunda parte da simulação não mostra a dinâmica do movimento após a parede atravessar o defeito.

A simulação é realizada para identificar em que valor de campo magnético as paredes conservadas ou criadas no defeito são transmitidas. Uma área retangular posicionada em $7.5\mu\text{m}$ é colocada depois do defeito para calcular as variações da magnetização m_x pela passagem da parede de domínio. Em determinados eventos ocorre a criação de uma nova parede de circulação oposta aumentando a probabilidade de paredes com circulação CW em H_2H e CCW T_2T que são medidas depois do defeito. Com as probabilidades obtidas

dos eventos simulados para $45^\circ - 15^\circ$ a curva de histerese tem característica semelhante a experimental, veja Figura 6.49. Com isto, as paredes $T_2T - CW$ que são transformadas em paredes $T_2T - CCW$ atravessam o defeito no mesmo valor de campo que as paredes T_2T que tem circulação CCW conservada. Como exemplo, Se 50% das paredes $T_2T - CCW$ são conservadas na interação com o defeito e cerca de 25% das paredes $T_2T - CW$ se tornam CCW as porcentagens medidas após atravessarem o defeito são de 75% para CCW e 25% para CW . O mesmo pode ser interpretado para paredes H_2H . Dos vinte eventos realizados para cada tipo de domínio, as curvas de histerese são somadas e na média geram a curva da Figura 6.49. As simulações mostram assim como no experimento que a criação do vórtice no defeito gera um deslocamento na altura do degrau que separa os campos magnéticos nas configurações H_2H e T_2T .

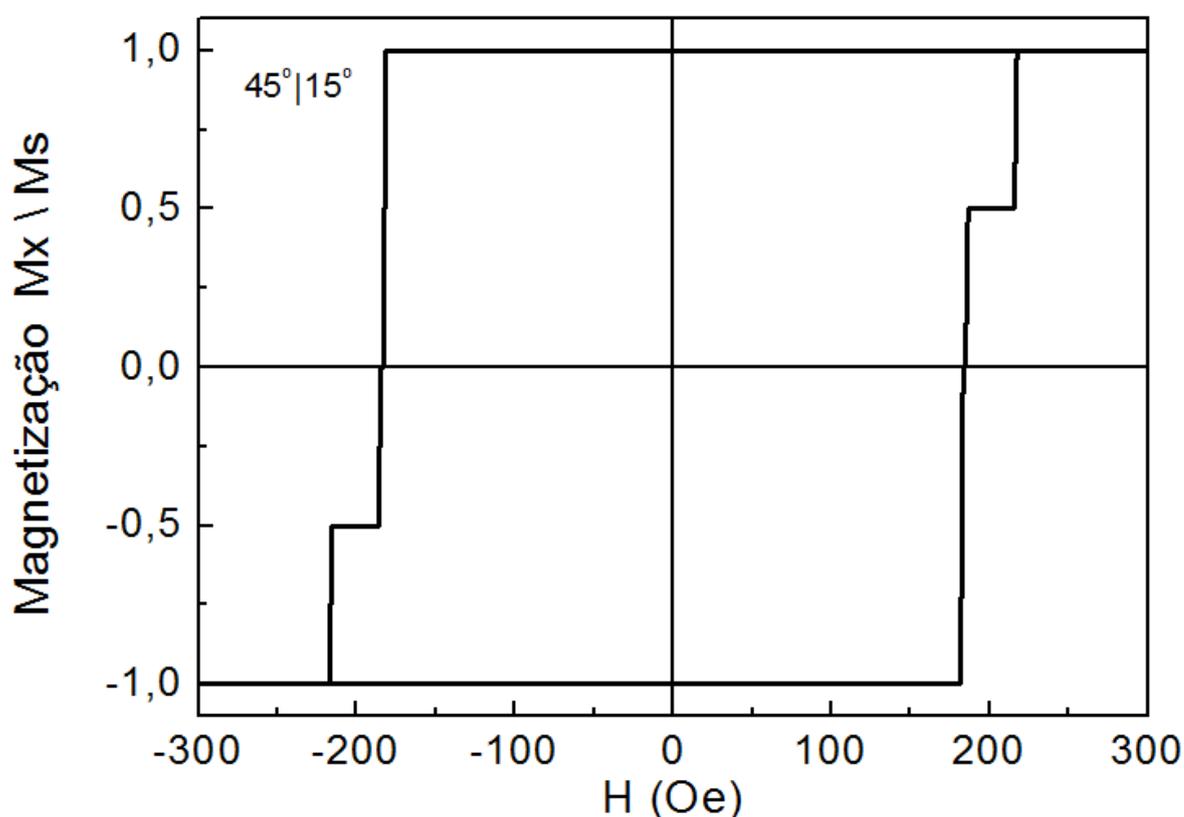


Figura 6.49: Curva de histerese simulada para a transmissão da parede de vórtice através do defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$. O efeito de vórtices criados com circulação oposta aumenta o número de paredes transmitidas com a mesma circulação. Como resultado, há um deslocamento na altura do degrau que separa o campo magnético coercivo para as circulações CW e CCW .

O movimento da parede de vórtice em linhas de Py com defeitos triangulares foi investigado por curvas de histerese obtidas de um sistema de medidas magneto-ópticas com feixe de luz focalizado. A boa relação sinal ruído das curvas revelou novos efeitos da dinâmica do movimento da parede de vórtice. Os defeitos simétricos e assimétricos tem uma geometria triangular definida pelo ângulo da esquerda fixo em 45° e o da direita

variando de 15° a 45° . A criação, injeção e transmissão da parede de vórtice foi estudada em detalhes. Na interação com o defeito, os campos de transmissão para cada tipo de domínio e circulação foram medidos e claramente distinguidos. Para todos os ângulos o campo de transmissão cresce linearmente sendo maior para parede H_2H - CCW para todos os ângulos. Na configuração T_2T , a parede de vórtice de circulação CW é transmitida no maior campo magnético coercivo.

Além destes efeitos, a probabilidade de detectar qual a circulação da parede de vórtice é transmitida através do defeito foi determinada nas curvas de histerese. Um histograma de probabilidades de detectar a circulação da parede de vórtice para ambos domínios H_2 e T_2T foi obtido para cada combinação angular do defeito. Uma variação da probabilidade de detectar a circulação tem uma forte dependência com a assimetria do defeito. Para o menor ângulo 15° , a probabilidade de detectar a circulação da parede de vórtice é $\approx 75\%$ para H_2H - CW e T_2T - CCW. Para o defeito simétrico as probabilidades são iguais. Simulações micromagnéticas foram realizadas para entender a dinâmica do movimento da parede de vórtice próximo dos defeitos. A dinâmica de interação mostrou que um novo vórtice pode ser criado na borda do defeito e isto depende do modo de propagação da parede na interação. Além disto, a assimetria do defeito influencia na probabilidade de vórtices serem criados na linha. Os resultados apresentados aqui contribui para questões acerca do controle da circulação da parede de vórtice em linhas. Com as informações obtidas neste trabalho, novas questões podem ser exploradas para que o modo de propagação e a criação do novo vórtice tenham um maior controle. Os resultados experimentais têm bom acordo com as simulações e estão publicados no "Journal. Appl.Phys".

Capítulo 7

Conclusão

Nesta tese, foi estudada a interação de paredes de vórtice com defeitos triangulares simétricos e assimétricos em linhas de Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$). A dinâmica do movimento da parede de vórtice foi estudada por curvas de histerese obtidas em um sistema de medidas magneto-ópticas com feixe de luz focalizado na superfície da linha. Desenvolvi o sistema com o objetivo de medir curvas de histerese em um único objeto individual. O F-MOKE (Efeito Kerr Magneto - Óptico em modo Focalizado) foi desenvolvido com resolução espacial determinada pelo diâmetro do feixe de luz focalizado em $5\mu\text{m}$. A alta sensibilidade do sistema permitiu medir curvas de histerese em um quadrado individual com lado L de 800nm , um único disco de $1\mu\text{m}$ de diâmetro e em uma linha individual de 50nm de largura. Com a boa relação sinal-ruído do sistema, o campo coercivo foi estudado em função das dimensões geométricas de cada estrutura.

Para estudar as propriedades magnéticas da parede de vórtice, linhas de Permalloy foram crescidas pela combinação de litografia por feixes de elétrons e “Magnetron Sputtering” (evaporação catódica). A criação, injeção e transmissão da parede de vórtice foi estudada em regiões específicas da linha. A meia distância entre o início e o fim da linha, foram fabricados defeitos triangulares. Os ângulos foram definidos como ϕ_1 fixo em 45° e ϕ_2 variando entre 15° a 45° .

Em cada definição angular dos defeitos, o campo magnético de transmissão H_T foi obtido claramente para cada circulação CW e CCW. Na configuração H_2H , o campo magnético de transmissão é maior para a circulação CCW para toda variação de ϕ_2 . O oposto foi observado na configuração T_2T em que H_T é maior para parede de vórtice de circulação CW. A variação linear do campo de transmissão H_T foi observada para ambas circulações. O resultado mostrou que a barreira de potencial do defeito cresce continuamente com o aumento do ângulo ϕ_2 sendo máxima na simetria $45^\circ - 45^\circ$.

A medida do campo magnético de transmissão para ambas circulações forneceram novas informações da dinâmica do movimento da parede de vórtice em linhas. Na interação com o defeito triangular, a probabilidade de detectar a circulação da parede que é transmitida através do defeito, foi obtida como função de ϕ_2 . Para o defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$, a circulação da parede de vórtice medida depois do defeito foi de $\approx 75\%$ de CW e CCW

nas configurações H_2H e T_2T , respectivamente. Um histograma de detecção da circulação da parede de vórtice foi obtido com as respectivas probabilidades. A alta seletividade de uma única circulação decresce com o aumento do ângulo ϕ_2 . Para o defeito simétrico as probabilidades de detectar a circulação da parede de vórtice são iguais em ambas configurações H_2H e T_2T .

Simulações micromagnéticas foram realizadas para auxiliar o entendimento da dinâmica de interação da parede de vórtice com o defeito. Os resultados obtidos mostraram que a parede de vórtice é injetada na linha, num campo magnético acima do limite do campo de Walker. O movimento da parede de vórtice na direção do defeito ocorre sobre uma dinâmica que afeta suas propriedades magnéticas. O vórtice se move com sucessivas trocas de polaridade do núcleo no modo de expansão e contração da largura da parede. Ao longo deste movimento na linha, a circulação da parede de vórtice é conservada exceto na interação com o defeito triangular. Através de um complexo processo de aniquilação e criação de um novo vórtice, a circulação da parede é trocada no defeito. Isto depende da combinação entre circulação, tipo de domínio, e o modo (expansão e contração) na dinâmica de interação. O efeito tem uma dependência com a geometria do defeito com uma probabilidade maior de acontecer na assimetria $45^\circ - 15^\circ$.

Os resultados experimentais em conjunto com simulações micromagnéticas fornecem novas propriedades estáticas e dinâmicas do movimento da parede de vórtice em linhas. A circulação da parede de vórtice não é conservada. Esta propriedade pode ser utilizada para criar filtros de circulação com 100% de eficiência. Novos desenhos de linhas podem ser propostos para se obter um mecanismo de controlar e manipular a circulação da parede de vórtice. Isto abre novas perspectivas em explorar a dinâmica do movimento da parede em linhas.

Os resultados obtidos na dinâmica de interação da parede de vórtice com defeitos assimétricos foram publicados no "Journal Applied Physics" com o título "Control of the magnetic vortex chirality in Permalloy nanowires with asymmetric notches". Um segundo artigo relacionado ao desenvolvimento do F-MOKE com medidas de histerese em pequenos objetos individuais será submetido em breve a publicação. As perspectivas futuras na continuidade do trabalho são apresentadas no Apêndice A.

Apêndice A

Interação da parede de vórtice em linhas de outras geometrias

A.1 Defeitos Assimétricos Variação Angular ϕ_1

No Capítulo 6 foram apresentados os resultados da dinâmica de interação da parede de vórtice com defeitos triangulares assimétricos. O principal efeito observado foi a criação do vórtice na borda do defeito. Este efeito cria uma desigualdade na probabilidade de detectar a circulação CW ou CCW. As evidências experimentais mostram que a maior seletividade da circulação CW e CCW em configurações H₂H e T₂T ocorre na interação da parede de vórtice com o defeito assimétrico 45° - 15°.

Inspirado neste novo efeito, outros experimentos foram idealizados. O objetivo principal foi de aumentar a eficiência na detecção da circulação da parede de vórtice. Neste capítulo será apresentado de maneira resumida alguns resultados preliminares obtidos por curvas de histerese experimental e por simulação. A primeira idéia foi estudar a interação da parede de vórtice com o defeito mudando a variação angular do primeiro ângulo. Agora, o ângulo ϕ_1 varia de 15° a 45°. Estes são os ângulos no qual a parede de vórtice será presa na linha. O segundo ângulo ϕ_2 foi mantido fixo em 45°.

A linha tem 435nm de largura, e 100 μ m de comprimento. A espessura do filme de Permalloy é de 30nm. A altura da profundidade do defeito (distância entre o vértice e a borda de baixo da linha) é de 235nm. Todas as linhas foram produzidas por litografia de feixe de elétrons e Magnetron Sputtering no mesmo substrato de Si/SiO₂.

Primeiro é apresentada a curva de histerese medida com o feixe posicionado depois do defeito 25° - 45° e 35° - 45°. Os campos coercivos das curvas de histerese são bem definidos assim como a altura do degrau. Novamente, o efeito da não conservação da parede de vórtice pode favorecer a seletividade de uma parede. O campo de transmissão H_T foi medido para cada circulação na configuração H₂H como função da variação angular de ϕ_1 . Embora o segundo ângulo ϕ_2 seja fixo em 45°, há uma variação no campo de transmissão dependente de ϕ_1 . O campo de transmissão H_T aumenta com o ângulo para ambas

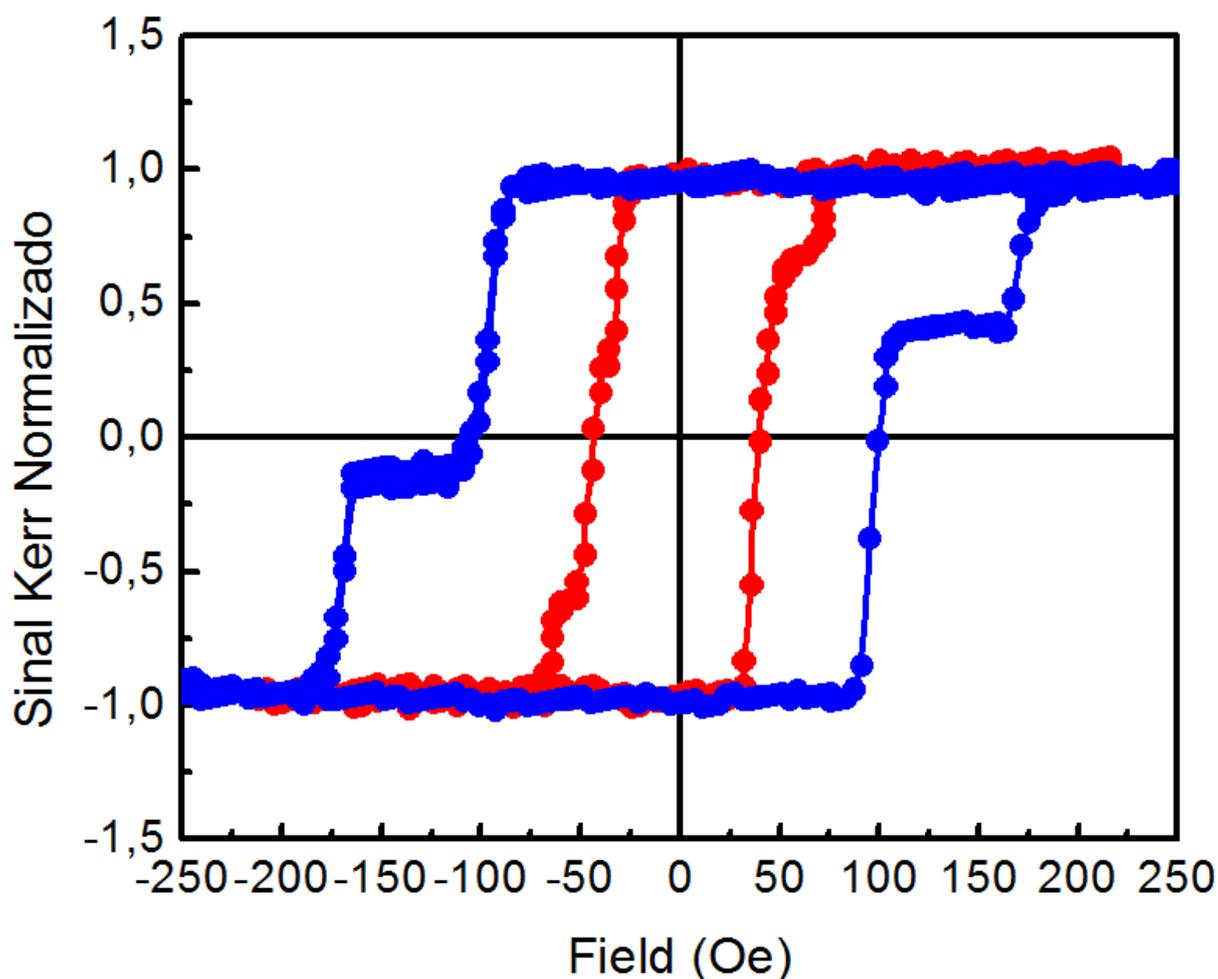


Figura A.1: Curvas de histerese obtidas com o feixe depois do defeito $25^\circ - 45^\circ$ e $35^\circ - 45^\circ$. Novamente é observado um deslocamento no degrau que separa o campo magnético de transmissão. Inserida no gráfico a imagem MEV do defeito triangular assimétrico $25^\circ - 45^\circ$.

circulações, veja a Figura. [A.2](#).

Um conjunto de simulações foram realizadas para observar a dinâmica de interação da parede de vórtice com o lado esquerdo do defeito. Nos resultados apresentados no Cap 6, a circulação da parede de vórtice foi conservada apenas para o defeito simétrico $45^\circ - 45^\circ$. Com a variação de ϕ_1 , a área na qual a parede de vórtice é fixada na linha é diferente em cada ângulo. Como esta variação pode mudar a dinâmica de conservação da parede de vórtice? As simulações ainda que preliminares mostram que existe um ângulo limite que pode ocorrer a inversão da circulação da parede de vórtice. As simulações são realizadas com os mesmos parâmetros para observar a dinâmica do movimento da parede de vórtice. A Figura. [A.3](#) mostra um exemplo da interação da parede de vórtice $H_2H - CCW$ com o defeito $25^\circ - 45^\circ$.

A criação de um novo vórtice foi observada nesta assimetria do defeito. As simulações

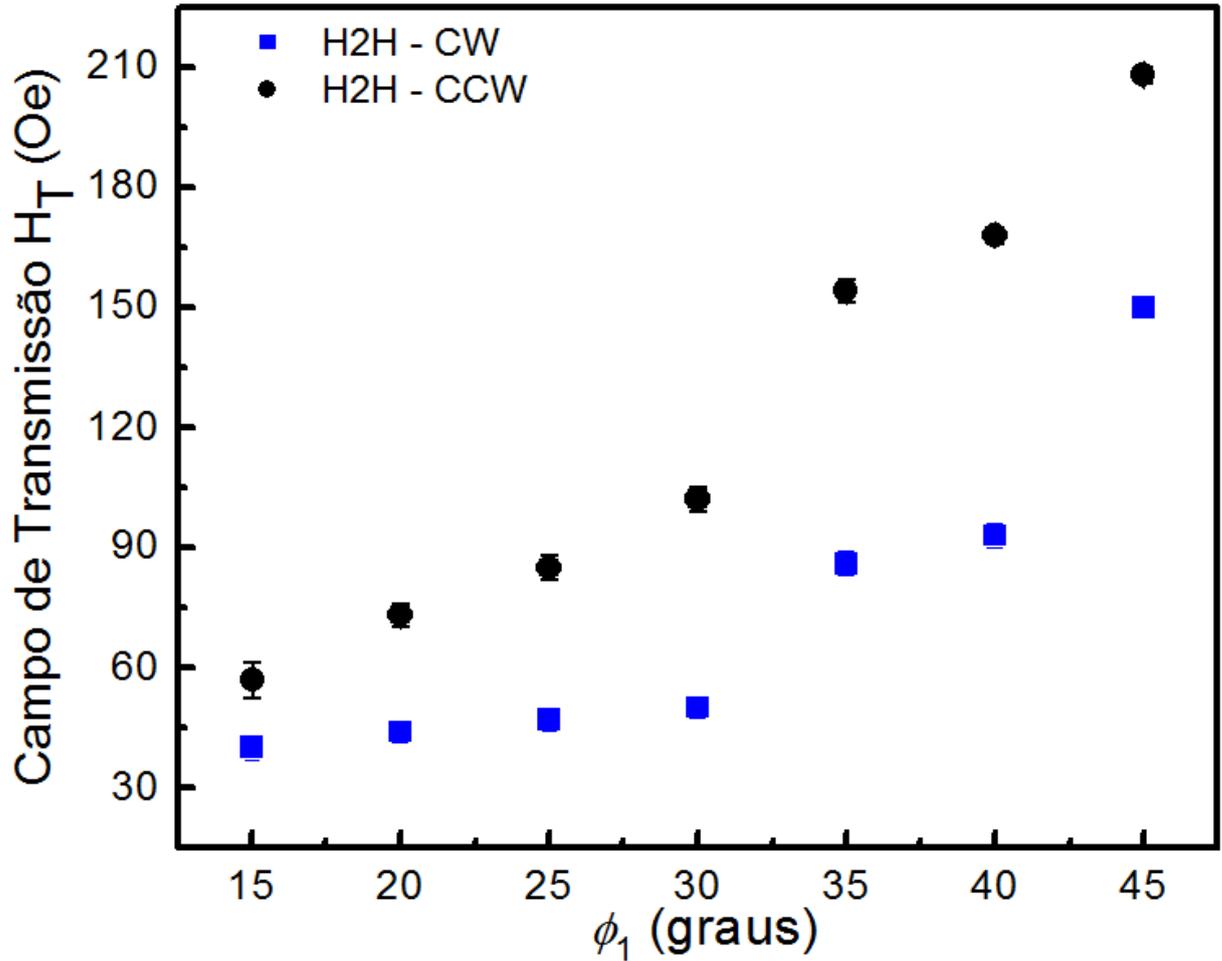


Figura A.2: Dependência do campo de transmissão H_T em função da variação angular de ϕ_1 . Para ambas circulações H_T cresce com o aumento de ϕ_1 . Na configuração, H_2H é maior para a parede de vórtice CCW.

foram exploradas para todos os ângulos ϕ_1 . Mudando a posição inicial da parede, o resultado final na interação com o defeito é que a criação da parede de vórtice depende de um ângulo limite ϕ_1 . O ângulo limite é $\phi_{1lim} = 25^\circ$. Abaixo deste ângulo, não foi observado nenhuma criação de um novo vórtice.

Novos experimentos e simulações utilizando esta assimetria pode fornecer parâmetros mais conclusivos. Ainda assim os resultados apresentados aqui podem ser utilizados para complementar os obtidos para variação angular de ϕ_2 . O ângulo limite ϕ_{1lim} pode ser combinado com outras variações angulares de ϕ_2 e testar a eficiência na seletividade da circulação da parede de vórtice.

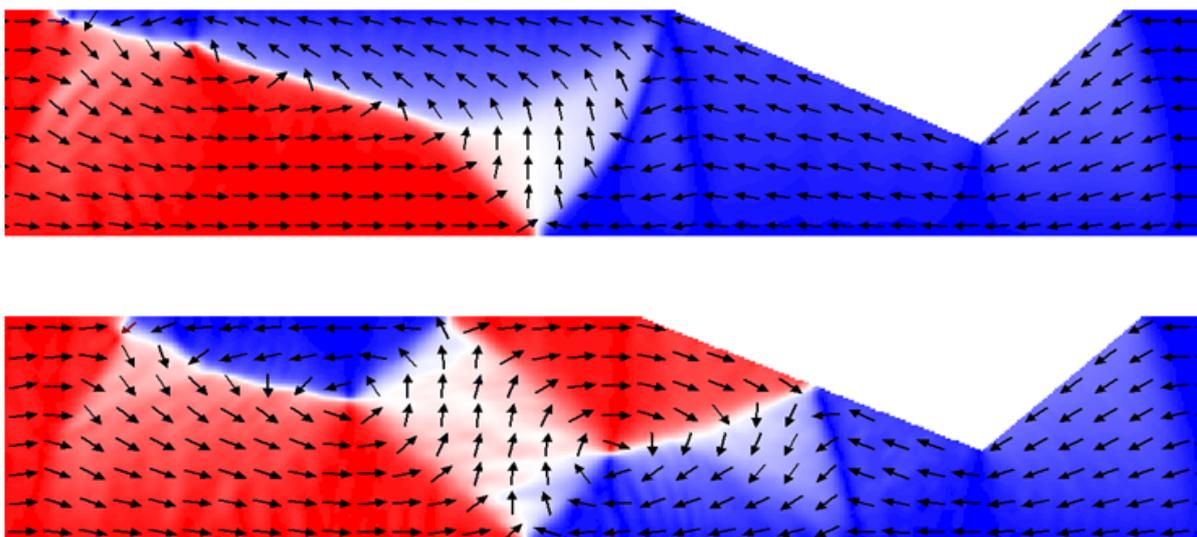


Figura A.3: Dinâmica de interação da parede de vórtice com o defeito assimétrico $25^\circ - 45^\circ$. Pelo mesmo processo apresentado no Capítulo 6 um vórtice é criado na borda do defeito.

A.2 Movimento da parede de vórtice em canais

Outras estruturas mais complexas foram produzidas com a idéia de aumentar a seletividade na detecção da circulação da parede de vórtice. Um canal orientado em 45° com o eixo da linha foi feito para que vórtices sejam deslocados neste “caminho”. O canal é conectado com a linha de maneira que o vórtice tem dois “caminhos” para se mover. Um dos “caminhos” é seguir o movimento pela linha e o outro se deslocar no canal. Na linha, posicionado depois do canal, um defeito em $45^\circ - 15^\circ$ é utilizado para prender a parede de domínio. As propriedades magnéticas do movimento da parede de vórtice são determinadas com medidas de histerese com feixe de luz posicionado entre o canal e o defeito.

Curvas de histerese medidas depois do defeito assimétrico $45^\circ - 15^\circ$ fornecem informações adicionais da interação da parede de vórtice com o canal. Isto é importante desde que poucos experimentos foram realizados em linhas com canais que vem sendo utilizados como alternativas de controlar a circulação da parede de vórtice [108, 49]. A Figura.A.4 mostra a linha com o canal e o defeito triangular assimétrico.

A linha tem $100\mu\text{m}$ de comprimento e 480nm de largura. A espessura do filme de Py é de 30nm . O canal é posicionado a $10\mu\text{m}$ do início da linha. O defeito assimétrico é posicionado a meia distância entre o início e fim da linha $40\mu\text{m}$. O comprimento do canal é de $20\mu\text{m}$ e a largura de 480nm .

Inicialmente foi estudada a interação da parede de vórtice com o canal. Curvas de histerese foram medidas entre o canal e o defeito, veja Figura. A.5. Induzido pelo campo magnético a parede de vórtice na interação com o canal tem dois “caminhos” para se mover. A direção

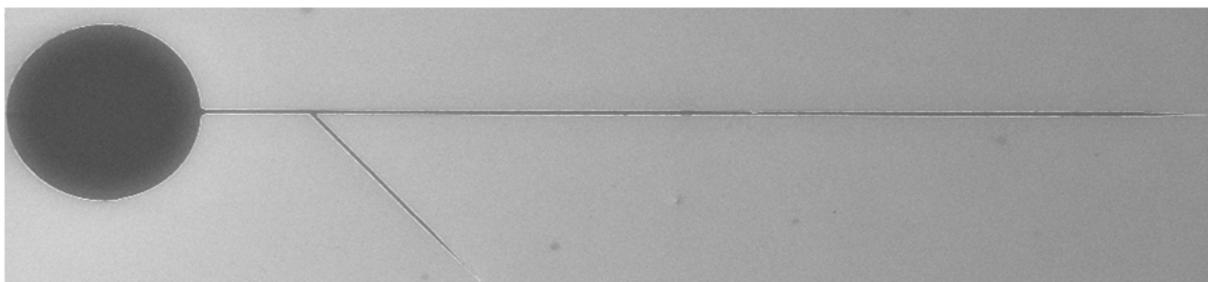


Figura A.4: Imagem MEV da linha e o canal. A posição do canal é de $10\mu\text{m}$ do início da linha. Um defeito triangular assimétrico é fabricado $40\mu\text{m}$ depois do canal.

do campo magnético é paralela ao eixo da linha. Pela curva de histerese é possível observar que há três degraus que separam quatro valores de campo coercivo, veja setas vermelhas na Figura. A.5. Os diferentes valores de campo indicam que a parede de vórtice injetada na linha tem uma interação com o canal que pode mudar suas propriedades magnéticas.

Como foi abordado ao longo desta tese, a parede de vórtice tem quatro combinações de polaridade e circulação para cada configuração H_2H e T_2T . Essas propriedades magnéticas do vórtice podem na interação com o canal determinar diferentes processos de inversão magnética nesta seção da linha. Para entender esta interação da parede de vórtice com o canal foram realizadas algumas simulações. Os parâmetros da simulação são os mesmos descritos até agora. Somente uma alteração foi feita no valor do damping.

Primeiro foi preciso determinar a origem dos quatro valores de campo magnético coercivo. Nestes primeiros testes não foi realizada a dinâmica do movimento da parede de vórtice. Foi utilizado $\alpha = 0.5$ para se obter a curva de histerese, e assim identificar quais efeitos geram os quatro valores de campo coercivo observados na Figura. A.5. Uma linha de $15\mu\text{m}$ de comprimento foi utilizada na simulação. O canal é orientado 45° com o eixo da linha e é posicionado em $5\mu\text{m}$. O comprimento do canal é de $4\mu\text{m}$. A largura da linha e do canal é de 400nm . O defeito triangular assimétrico foi posicionado em $10\mu\text{m}$. Primeiro será apresentada a interação da parede de vórtice CW de polaridade $p = \pm 1$ com o canal, veja Figura. A.6.

O campo magnético foi aumentado de 1 em 1 Oe até a saturação magnética. A parede inicia seu movimento posicionada a $1\mu\text{m}$ do início da linha. Independente da polaridade da parede H_2H - CW, ambas se movem na direção do canal, Figuras. A.5 (b), (c) e (d). Na linha, uma nova parede de vórtice é criada na borda do canal. A parede é criada com a mesma circulação CW. Aumentando o campo magnético, cada parede se desloca em “caminhos” diferentes. O canal é utilizado como um “caminho” alternativo no movimento da parede de vórtice H_2H - CW. É possível observar que os momentos magnéticos da parede de vórtice CW se alinham na direção do campo magnético favorecendo esta circulação entrar no canal.

O mesmo mecanismo foi realizado para a parede de vórtice H_2H - CCW. Na interação com o canal, o movimento para esta circulação da parede ocorre de forma diferente, veja Figura. A.7. A parede de vórtice CCW se move na borda de cima da linha na região onde

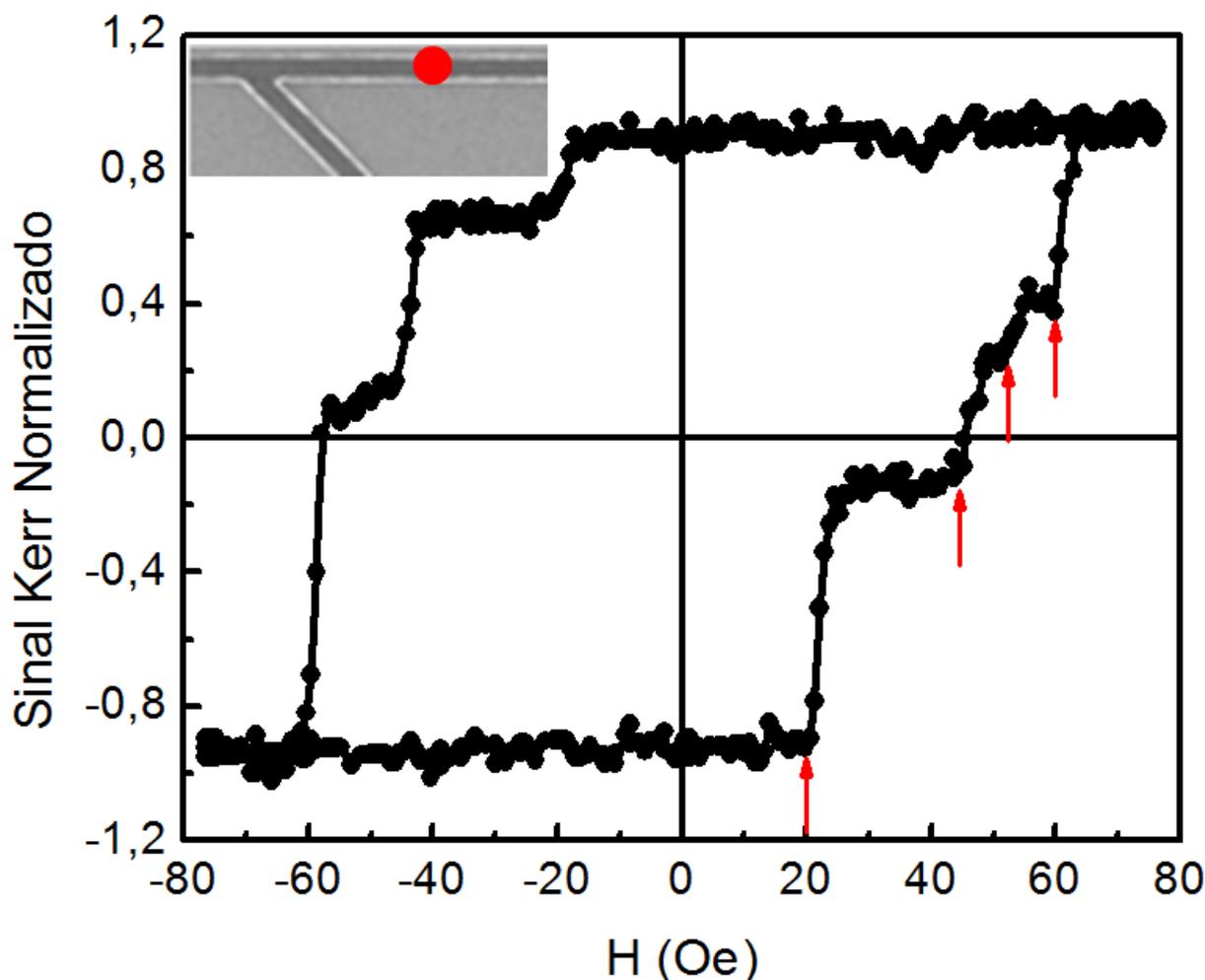


Figura A.5: Curva de histerese medida com o feixe de luz entre o ramo e o defeito triangular. São observados quatro diferentes valores do campo magnético coercivo resultante da interação da parede de vórtice com o ramo.

é localizado o canal Figura. A.7 (b). No canal, um tipo de parede de domínio se desloca nesta seção da linha. Curiosamente, a parede tem uma forma triangular e é semelhante a transversal.

A parede de vórtice H_2H - CCW não se move no canal independente da polaridade. Estas observações são preliminares mas podem indicar como ocorre o processo de interação de paredes de vórtice com canais. Ainda que a parede de vórtice H_2H - CW se desloque no canal e a H_2H - CCW na linha, o balanço energético e das forças que ocorrem na interação pode ter alguma dependência mais sutil com a polaridade. Isto poderia explicar a observação dos quatro valores de campo coercivo medido entre o canal e o defeito. Para cada combinação de circulação e polaridade um valor de campo magnético diferente seria necessário para inverter a magnetização nesta seção da linha.

Este argumento é baseado na força girotrópica que atua no núcleo da parede de vórtice.

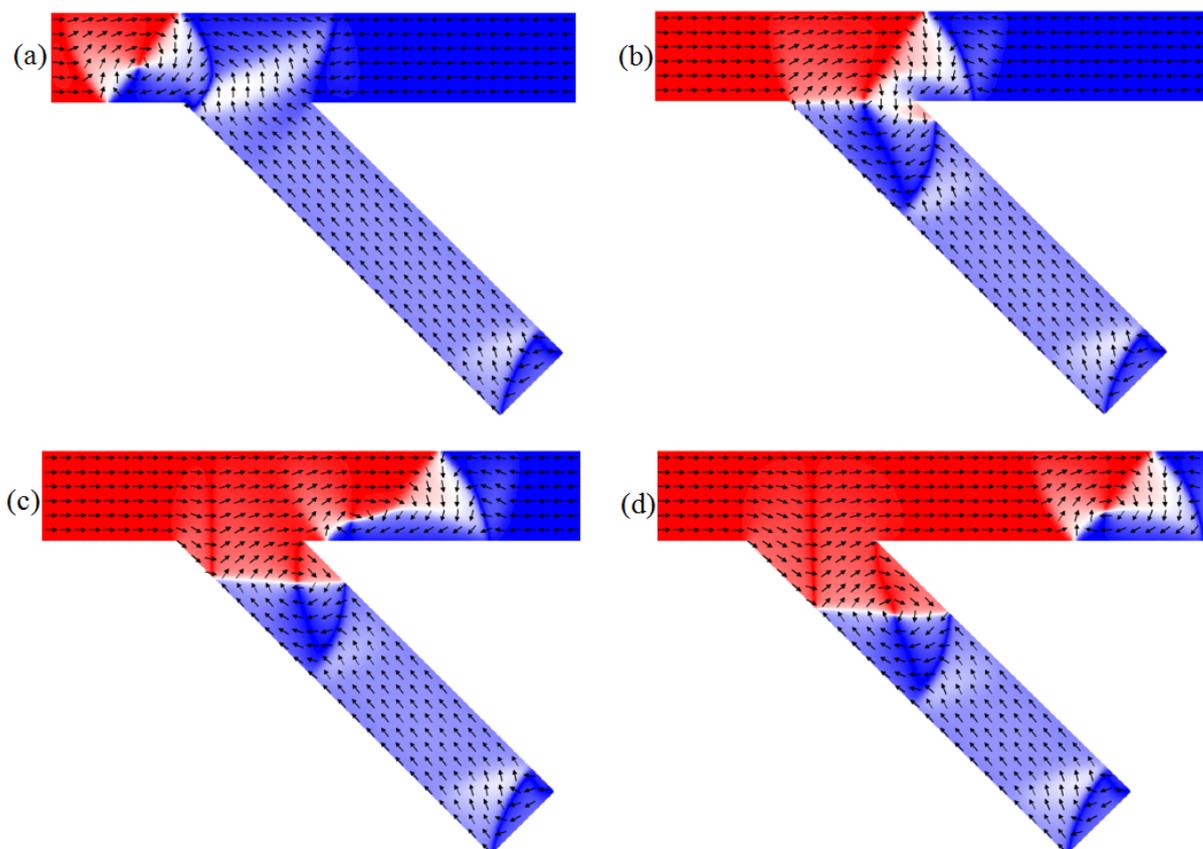


Figura A.6: Interação da parede de vórtice H_2H - CW com o canal. Na interação, a parede de vórtice injetada na linha, entra no canal se deslocando nesta seção da estrutura. Na linha próximo a borda do defeito é criada uma nova parede de vórtice de mesma circulação CW. Posteriormente a nova parede é direcionada para o defeito.

Para cada circulação CW e CCW de polaridade $p = \pm 1$ interagindo com o canal, a força girotrópica puxa o núcleo para a borda de cima ou de baixo da linha. Esta competição da força girotrópica com a força do campo magnético pode resultar em interações diferentes da parede de vórtice com o canal. Se a parede tem polaridade $p = +1$ o núcleo é puxado para a borda de baixo enquanto que para a polaridade $p = -1$ o núcleo é puxado para a borda de cima da linha. A força do campo magnético é paralela ao eixo da linha. O movimento do núcleo para a borda de cima ou de baixo pode resultar numa diferença do campo magnético necessário para inverter a magnetização entre o canal e o defeito.

Por último, a curva de histerese foi simulada depois do defeito e será apresentada em conjunto com a curva de histerese experimental. São observados quatro valores de campo magnético coercivo em ambas histereses. A diferença no valor calculado e o experimental pode ser atribuído a largura da linha utilizada na simulação e por ser realizada a temperatura zero. Os efeitos observados entre a parede de vórtice e o canal, se estendem na interação com o defeito assimétrico.

As informações apresentadas aqui devem ser complementadas com mais experimentos e

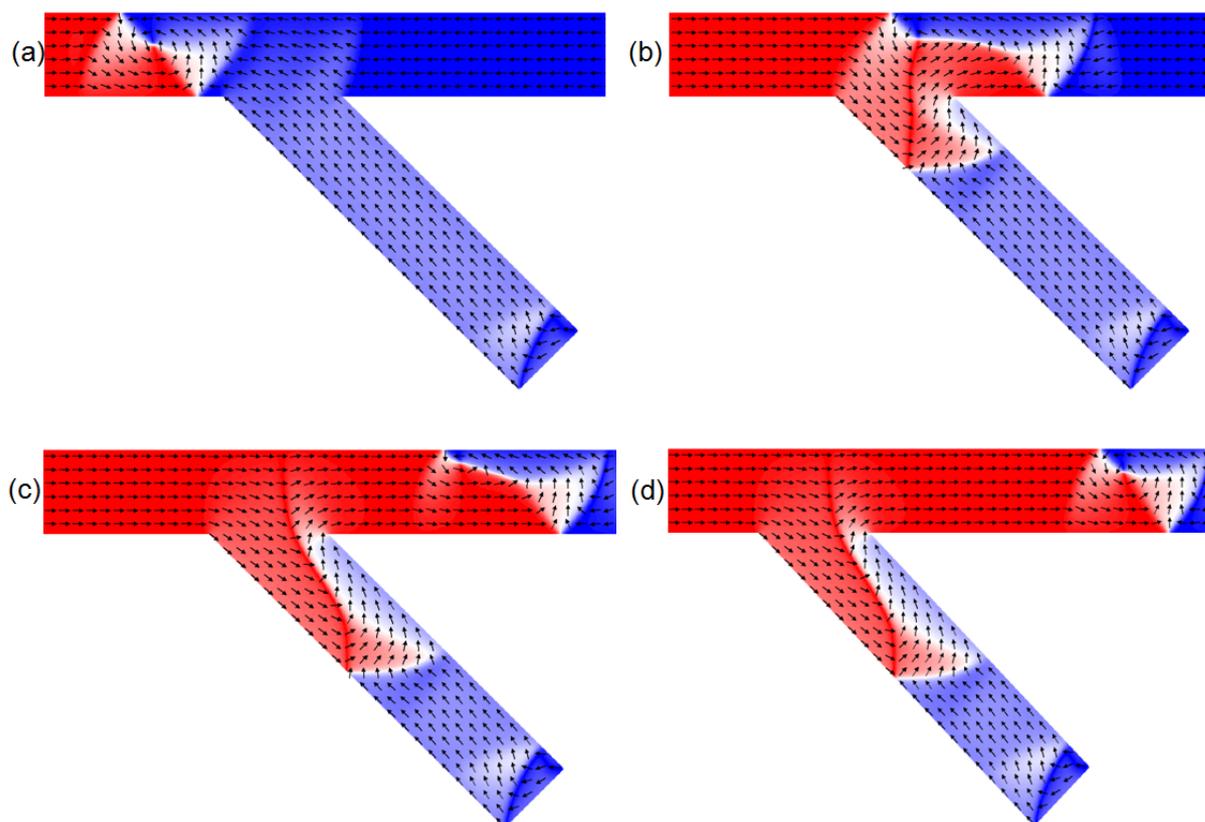


Figura A.7: Interação da parede de vórtice H_2H - CCW com o ramo. A parede se desloca na borda de cima da linha e não se move no ramo. Um tipo de parede semelhante a transversal se move no ramo invertendo a magnetização nesta seção da linha.

investigações obtidas por simulação micromagnética. De fato, o controle da circulação da parede de vórtice em linhas não é um efeito trivial. Suas propriedades magnéticas são sensíveis a ação do campo magnético e suas características (circulação e polaridade) exercem efeitos importantes na dinâmica do movimento da parede de vórtice.

Para superar estas limitações e encontrar uma maneira mais eficiente de controlar este movimento, é necessário construir linhas com outras geometrias e explorar outras alternativas experimentais. Adicionado aos resultados apresentados nesta tese, existe a possibilidade de obter medidas por efeito de Magneto -Resistência, Microscopia de força Magnética e obtenção de imagens da interação da parede de vórtice com canais ou defeitos via Microscopia de Lorentz. Estas técnicas podem ajudar a enriquecer as informações obtidas nas curvas de histere medidas por efeito Kerr magneto -óptico.

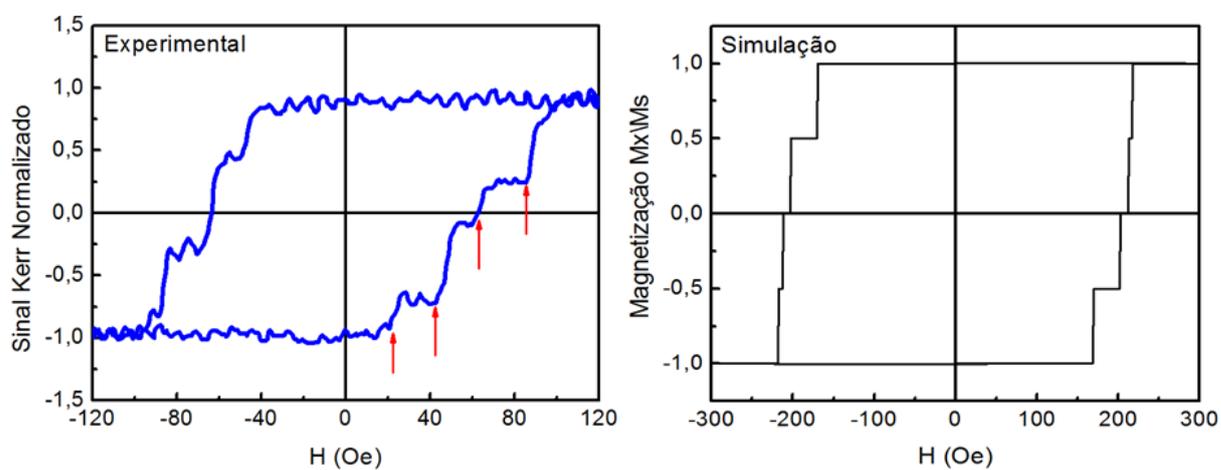


Figura A.8: Curvas de histerese experimental e simulada na inversão da magnetização depois do defeito. Em ambas as curvas de histerese são observados quatro valores de campo magnético coercivo.

Bibliografia

- [1] G.S.D. Beach, M. Tsoi, and J.L. Erskine. Current-induced domain wall motion. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7), 2008.
- [2] W. C. Uhlig, M. J. Donahue, D. T. Pierce, and J. Unguris. Direct imaging of current-driven domain walls in ferromagnetic nanostripes. *Journal of Applied Physics*, 105(10), 2009.
- [3] A. Mougin, M. Cormier, J. P. Adam, P. J. Metaxas, and J. Ferre. Domain wall mobility, stability and walker breakdown in magnetic nanowires. *EPL (Europhysics Letters)*, 78(5), 2007.
- [4] Robert L Stamps, Stephan Breitkreutz, Johan Akerman, Andrii V Chumak, Yoshi-Chika Otani, Gerrit E W Bauer, Jan-Ulrich Thiele, Martin Bowen, Sara A Majetich, Mathias Klaui, Ioan Lucian Prejbeanu, Bernard Dieny, Nora M Dempsey, and Burkard Hillebrands. The 2014 magnetism roadmap. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 47(33), 2014.
- [5] Atsufumi Hirohata and Koki Takanashi. Future perspectives for spintronic devices. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 47(19), 2014.
- [6] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn. Magnetic domain-wall logic. *Science*, 309(5741), 2005.
- [7] Stuart S. P. Parkin, Masamitsu Hayashi, and Luc Thomas. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*.
- [8] Benedetto Brenckle Mark A. Mitropoulos Alexander N. Gil Eun-Seok Tsioris Konstantinos Tao Hu Kaplan David L. Omenetto Fiorenzo G Kim, Sunghwan Marelli. All-water-based electron-beam lithography using silk as a resist. *Nat Nano*, 9, 2014.
- [9] Yu Kyoung Ryu, Marco Chiesa, and Ricardo Garcia. Electrical characteristics of silicon nanowire transistors fabricated by scanning probe and electron beam lithographies. *Nanotechnology*, 24(31), 2013.
- [10] M Sawicki, W Stefanowicz, and A Ney. Sensitive squid magnetometry for studying nanomagnetism. *Semiconductor Science and Technology*, 26(6), 2011.

- [11] Anjan Barman, T. Kimura, Y. Otani, Y. Fukuma, K. Akahane, and S. Meguro. Benchtop time-resolved magneto-optical kerr magnetometer. *Review of Scientific Instruments*, 79(12), 2008.
- [12] Y. Kondo, Y. Nakamura, K. Yamakawa, S. Ishio, and J. Ariake. Development of microscopic magnetometer with reflective objective using magneto-optical kerr effect. *Journal of Applied Physics*, 111(7), 2012.
- [13] C H Marrows and G Meier. Domain wall dynamics in nanostructures. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 24(2), 2012.
- [14] W. C. Uhlig, M. J. Donahue, D. T. Pierce, and J. Unguris. Direct imaging of current-driven domain walls in ferromagnetic nanostripes. *Journal of Applied Physics*, 105(10), 2009.
- [15] P.O. Jubert, M. Klaui, A. Bischof, U. Rudiger, and R. Allenspach. Velocity of vortex walls moved by current. *Journal of Applied Physics*, 99(8), 2006.
- [16] A. Mougin, M. Cormier, J. P. Adam, P. J. Metaxas, and J. Ferre. Domain wall mobility, stability and walker breakdown in magnetic nanowires. *EPL (Europhysics Letters)*, 78(5), 2007.
- [17] S. Glathe, R. Mattheis, and D. V. Berkov. Direct observation and control of the walker breakdown process during a field driven domain wall motion. *Applied Physics Letters*, 93(7), 2008.
- [18] David M. Burn, Erhan Arac, and Del Atkinson. Magnetization switching and domain wall propagation behavior in edge-modulated ferromagnetic nanowire structures. *Phys. Rev. B*, 88, 2013.
- [19] Su Jung Noh, Yasuyoshi Miyamoto, Mitsunobu Okuda, Naoto Hayashi, and Young Keun Kim. Effects of notch shape on the magnetic domain wall motion in nanowires with in-plane or perpendicular magnetic anisotropy. *Journal of Applied Physics*, 111(7), 2012.
- [20] L. K. Bogart, D. S. Eastwood, and D. Atkinson. The effect of geometrical confinement and chirality on domain wall pinning behavior in planar nanowires. *Journal of Applied Physics*, 104(3), 2008.
- [21] L. K. Bogart, D. Atkinson, K. O'Shea, D. McGrouther, and S. McVitie. Dependence of domain wall pinning potential landscapes on domain wall chirality and pinning site geometry in planar nanowires. *Phys. Rev. B*, 79, 2009.
- [22] S. Lepadatu. Current-driven domain wall depinning and resonance in notched permalloy nanowires. *Phys. Rev. Lett*, 102, 2009.
- [23] E. R. Lewis, D. Petit, A.-V. Jausovec, L. O'Brien, D. E. Read, H. T. Zeng, and R. P. Cowburn. Measuring domain wall fidelity lengths using a chirality filter. *Phys. Rev. Lett.*, 102, 2009.

- [24] D. Bedau, M. Kläui, U. Rüdiger, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, G. Faini, L. Vila, and W. Wernsdorfer. Angular dependence of the depinning field for head-to-head domain walls at constrictions. *Journal of Applied Physics*, 101(9), 2007.
- [25] Sung-Min Ahn, Kyoung-Woong Moon, Dong-Hyun Kim, and Sug-Bong Choe. Detection of the static and kinetic pinning of domain walls in ferromagnetic nanowires. *Applied Physics Letters*, 95(15), 2009.
- [26] Sung-Min Ahn, Kyoung-Woong Moon, Dong-Hyun Kim, and Sug-Bong Choe. Geometric dependence of static and kinetic pinning of domain walls on ferromagnetic nanowires. *Journal of Applied Physics*, 111(7), 2012.
- [27] Colm C. Faulkner, Michael D. Cooke, Dan A. Allwood, Dorothee Petit, Del Atkinson, and Russell P. Cowburn. Artificial domain wall nanotraps in ni81fe19 wires. *Journal of Applied Physics*, 95(11), 2004.
- [28] A. O. Adeyeye, R. P. Cowburn, and M. E. Welland. Magnetoresistance of constricted ferromagnetic wires. *Journal of Applied Physics*, 87(1), 2000.
- [29] A. V. Nikiforov and E. 6. Sonin. Oscillations of chain of bloch lines in a domain wall. *Sov. Phys. JETP*, 1986.
- [30] Michael Fowler. Historical beginnings of theories of electricity and magnetism. *U Va Physics*, 1997.
- [31] J.M.D. Coey. Magnetism and magnetic materials. *Cambridge University Press*, 2010.
- [32] Peter Harman and Simon Mitton. Cambridge scientific minds. *Cambridge University Press*, 2002.
- [33] Alberto Passos Guimarães. Magnetismo e ressonância magnética em sólidos. *edUsp*, 2009.
- [34] David Jiles. Introduction to magnetism and magnetic materials. *Chapman e Hall CRC*, 2009.
- [35] R.D. McMichael and M.J. Donahue. Head to head domain wall structures in thin magnetic strips. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 33(5), 1997.
- [36] O. Boulle, G. Malinowski, and M. Klaui. Current-induced domain wall motion in nanoscale ferromagnetic elements. *Materials Science and Engineering: R: Reports*, 72(9), 2011.
- [37] M T Bryan, S Bance, J Dean, T Schrefl, and D A Allwood. Transverse and vortex domain wall structure in magnetic nanowires with uniaxial in-plane anisotropy. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 24(2), 2012.

- [38] C. T. Chao, Y. C. Huang, C. Y. Kuo, Lance Horng, and J. C. Wu. Probing the magnetization reversal process of permalloy nano-rings with high wall height-to-thickness ratios. *Journal of Applied Physics*, 113(17), 2013.
- [39] M. H. Park, Y. K. Hong, B. C. Choi, M. J. Donahue, H. Han, and S. H. Gee. Vortex head-to-head domain walls and their formation in onion-state ring elements. *Phys. Rev. B*, 73, 2006.
- [40] T. Nagai, H. Yamada, M. Konoto, T. Arima, M. Kawasaki, K. Kimoto, Y. Matsui, and Y. Tokura. Direct observation of the spin structures of vortex domain walls in ferromagnetic nanowires. *Phys. Rev. B*, 78, 2008.
- [41] N. L. Schryer and L. R. Walker. The motion of 180 domain walls in uniform dc magnetic fields. *Journal of Applied Physics*, 45(12), 1974.
- [42] Jusang Yang, Corneliu Nistor, G. S. D. Beach, and J. L. Erskine. Magnetic domain-wall velocity oscillations in permalloy nanowires. *Phys. Rev. B*, 77, 2008.
- [43] Burkard Hillebrands and Andre Thiaville. Topics in applied physics - spin dynamics in confined magnetic structures 3. *Springer New York*, 2005.
- [44] S. Hankemeier, A. Kobs, R. Fromter, and H. P. Oepen. Controlling the properties of vortex domain walls via magnetic seeding fields. *Phys. Rev. B*, 82, 2010.
- [45] A. A. Thiele. *Phys.Rev.Lett*, 30(230), 1973.
- [46] A. Thiaville and Y.Nakatani. topics in applied physics. *Springer New York*, 101, number=161, year=2006,.
- [47] D. J. Clarke, O. A. Tretiakov, G.W. Chern, Ya. B. Bazaliy, and O. Tchernyshyov. Dynamics of a vortex domain wall in a magnetic nanostrip: Application of the collective-coordinate approach. *Phys. Rev. B*, 78, 2008.
- [48] Oleg Tchernyshyov and Gia Wei Chern. Fractional vortices and composite domain walls in flat nanomagnets. *Phys. Rev. Lett.*, 95, 2005.
- [49] Timothy Rettner Charles Hughes Brian P. Yang See-Hun Thomas Luc Parkin Stuart S. P Pushp, Aakash Phung. Domain wall trajectory determined by its fractional topological edge defects. *Nat Phys*, 9, 2013.
- [50] M. Faraday. *Trans. R. Soc. (London)*, (592), 1846.
- [51] M. Faraday edited by Thomas Martin. Faraday's diary of experimental investigation 1820-1826. *HR Direction - Copright The Royal Institution of Great Britain*, 2008.
- [52] P. Weinberger. John kerr and his effects found in 1877 and 1878. *Philos. Mag. Let*, (339), 1877.
- [53] edited by C. T.O Konski. Molecular eletro optics, part 1, theory and methods,., (*Dekker, New York, 1976*), (517), 1976.

- [54] Z. Q. Qiu and S. D. Bader. Surface magneto-optic kerr effect. *Review of Scientific Instruments*, 71(3), 2000.
- [55] David Gooding. Faraday, thomson, and the concept of the magnetic field. *Cambridge University Press on of The British Society for the History of Science*, 13, 1980.
- [56] H. R. Hulme. The faraday effect in ferromagnetics. *Proc. R. Soc. London, Ser.*, 135(237), 1932.
- [57] C. Kittel. *Phys. Rev.*, 83(334), 1951.
- [58] P.N.Argyres. Theory faraday and kerr effects in ferromagnetics. *Phys. Rev.*, 97(334), 1955.
- [59] Grant R. Fowles. Introduction to modern optics. *Dover Publications, INC, New York*, 1975.
- [60] S. Polisetty, J. Scheffler, S. Sahoo, Yi Wang, T. Mukherjee, Xi He, and Ch. Binck. Optimization of magneto-optical kerr setup: Analyzing experimental assemblies using jones matrix formalism. *Review of Scientific Instruments*, 79(5), 2008.
- [61] R. M. A. Azzam and N. M. Bashara. Ellipsometry and polarized light. *Elsevier - North-Holand Personal Library, Amsterdam*, 1979.
- [62] J. M. Florczak and E. Dan Dahlberg. Detecting two magnetization components by the magneto-optical kerr effect. *Journal of Applied Physics*, 67(12), 1990.
- [63] Y. Kondo, Y. Nakamura, K. Yamakawa, S. Ishio, and J. Ariake. Development of microscopic magnetometer with reflective objective using magneto-optical kerr effect. *Journal of Applied Physics*, 111(7), 2012.
- [64] Ashish Arora, Sandip Ghosh, and Vasam Sugunakar. A mirror based polar magneto-optical kerr effect spectroscopy arrangement. *Review of Scientific Instruments*, 82(12), 2011.
- [65] Jingfan Ye, Rafael P. del Real, German Infante, and Manuel Vazquez. Local magnetization profile and geometry magnetization effects in microwires as determined by magneto-optical kerr effect. *Journal of Applied Physics*, 113(4), 2013.
- [66] A. Westphalen, M.S. Lee, A. Remhof, and H. Zabel. Vector and bragg magneto-optical kerr effect for the analysis of nanostructured magnetic arrays. *Review of Scientific Instruments*, 78(12), 2007.
- [67] Mikko Kataja and Sebastiaan van Dijken. Magneto-optical kerr effect susceptometer for the analysis of magnetic domain wall dynamics. *Review of Scientific Instruments*, 82(10), 2011.
- [68] M D Cooke D A Allwood, Gang Xiong and R P Cowburn. Magneto-optical kerr effect analysis of magnetic nanostructures. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 36(18), 2003.

- [69] Corneliu Nistor, Geoffrey S. D. Beach, and James L. Erskine. Versatile magneto-optic kerr effect polarimeter for studies of domain-wall dynamics in magnetic nanostructures. *Review of Scientific Instruments*, 77(10), 2006.
- [70] E.J.Menke, M.A.Thompson, C.Xiang, L.C.Yang, and R.M.Penner. Lithographically patterned nanowire electrodeposition. *Nat Mater*, 5, 2006.
- [71] Yang-Kyu Choi, Ji Zhu, Jeff Grunes, Jeffrey Bokor, and Gabor. A. Somorjai. Fabrication of sub-10-nm silicon nanowire arrays by size reduction lithography. *The Journal of Physical Chemistry B*, 107(15), 2003.
- [72] Sung-Wook Chung, Jae-Young Yu, and James R. Heath. Silicon nanowire devices. *Applied Physics Letters*, 76(15), 2000.
- [73] T. Bhuvana and G. U. Kulkarni. Highly conducting patterned pd nanowires by direct-write electron beam lithography. *ACS Nano*, 2(3), 2008.
- [74] Pingping Zhang, Shumin Yang, Liansheng Wang, Jun Zhao, Zhichao Zhu, Bo Liu, Jun Zhong, and Xuhui Sun. Large-scale uniform au nanodisk arrays fabricated via x-ray interference lithography for reproducible and sensitive sers substrate. *Nanotechnology*, 25(24), 2014.
- [75] Mi-Young Im, Peter Fisher, Yamada, Keisuke Yamada, Shinya Kasai Tomonori Sato, Yoshinobu Nakatani, and Teruo Ono. Symmetry breaking in the formation of magnetic vortex states in a permalloy nanodisk. *Nat Commun*, 3(983), 2012.
- [76] Stephen B Cronin, Yu-Ming Lin, Oded Rabin, Marcie R Black, Jackie Y Ying, Mildred S Dresselhaus, Pratibha L Gai, Jean-Paul Minet, and Jean-Paul Issi. Making electrical contacts to nanowires with a thick oxide coating. *Nanotechnology*, 13(5), 2002.
- [77] Robert Juhasz, Niklas Elfstrom, and Jan Linnros. Controlled fabrication of silicon nanowires by electron beam lithography and electrochemical size reduction. *Nano Letters*, 5(2), 2005.
- [78] Raith and Vistec. <http://www.vistec-litho.com/company/history>.
- [79] H.S. Yourke and E.V.Weber. A high throughput scanning electron beam lithography system, ell1, for semiconductor manufacture: General description ibm system products division, east fishkill hopewell junction, new york 12533. 1964.
- [80] H.S. Yourke and E.V.Weber. Automatic posiotioning of device electrodes using the scanning electron microscope. *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-12, 1965.
- [81] M. Hatzakis. Electron resists for microcircuit and mask production. *Journal of Electrochemical Society*, 116, 1969.

- [82] C. Vieu, F. Carcenac, A. Pepin, Y. Chen, M. Mejias, A. Lebib, L. Manin-Ferlazzo, L. Couraud, and H. Launois. Electron beam lithography: resolution limits and applications. *Applied Surface Science*, 164, 2000.
- [83] LUMEN DYNAMICS. <http://www.ldgi.com/technology-learning-center/uv-light/types-of-uv-and-visible-light/>.
- [84] Sima Rekstyte, Albertas Zukauskas, Vytautas Purlys, Yuri Gordienko, and Mangirdas Malinauskas. Direct laser writing of 3d polymer micro/nanostructures on metallic surfaces. *Applied Surface Science*, 270, 2013.
- [85] CAE DS â Injection Moulding Materials Technical University of Gabrovo â Milena Koleva. Poly(methyl methacrylate) pmma.
- [86] Seyed Mojtaba Zebarjad, Seyed Abdolkarim Sajjadi, Tahere Ebrahimi Sdrabadi, Amir Yaghmaei, and Behrooz Naderi. A study on mechanical properties of pmma hydroxyapatite nanocomposite. *Scientific Research*, 3, 2011.
- [87] P. R. Sundararajan and P. J. Flory. Configurational characteristics of poly(methyl methacrylate). *Journal of the American Chemical Society*, 96(16), 1974.
- [88] Uzodinma. Okoroanyanwu. Chemistry and lithography. *SPIE PRESS*, 2010.
- [89] Alongkorn Pimpin and Werayut Srituravanich. Reviews on micro and nanolithography techniques and their applications. *ENGINEERING JOURNAL*, 16, 2012.
- [90] R.D. Arnell P.J. Kelly. Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications. *Surface Enginnering, Surface Instruments and Vacuum Thecnology*, 56, 2000.
- [91] R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, and D. M. Tricker. Single-domain circular nanomagnets. *Phys. Rev. Lett.*, 83, 1999.
- [92] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, â K. Shigeto, and T. Ono. Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy. *Science*.
- [93] M. "Schneider, H. Hoffmann, and J."Zweck. Lorentz microscopy of circular ferromagnetic permalloy nanodisks". *Applied Physics Letters*, 77(18), 2000.
- [94] Kuo-Ming Wu Tian-Chiuan Wu Jong-Ching Wu Lance Horng Chao-Hsien Huang, Cheng-Ta Yang. Study of one-side-flat edge on vortex in submicro-scaled permalloy disks. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(16), 2010.
- [95] K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi. Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays. *Phys. Rev. B*, 65:024414, 2001.
- [96] T Y Chung C Y Kuo and S Y Hsu. Core contribution to magnetotransport of ferromagnetic dots in vortex state. *Journal of Applied Physics*, 111(7), 2012.

- [97] V Bouchiat. Detection of magnetic moments using a nano-squid: limits of resolution and sensitivity in near-field squid magnetometry. *Superconductor Science and Technology*, 22(6), 2009.
- [98] M Sawicki, W Stefanowicz, and A Ney. Sensitive squid magnetometry for studying nanomagnetism. *Semiconductor Science and Technology*, 26(6), 2011.
- [99] Ashish Arora, Sandip Ghosh, and Vasam Sugunakar. A mirror based polar magneto-optical kerr effect spectroscopy arrangement. *Review of Scientific Instruments*, 82(12), 2011.
- [100] Sachin Pathak and Manish Sharma. Magneto-optical kerr effect measurements on highly ordered nanomagnet arrays. *Journal of Applied Physics*, 111(7), 2012.
- [101] Jingfan Ye, Rafael P. del Real, German Infante, and Manue Vazquez. Local magnetization profile and geometry magnetization effects in microwires as determined by magneto-optical kerr effect. *Journal of Applied Physics*, 113(4), 2013.
- [102] Masamitsu Hayashi, Luc Thomas, Charles Rettner, Rai Moriya, Xin Jiang, and Stuart S. P. Parkin. Dependence of current and field driven depinning of domain walls on their structure and chirality in permalloy nanowires. *Phys. Rev. Lett.*, 97, 2006.
- [103] M. Klaui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, L. J. Heyderman, F. Nolting, A. Pavlovska, E. Bauer, S. Cherifi, S. Heun, and A. Locatelli. Head-to-head domain-wall phase diagram in mesoscopic ring magnets. *Applied Physics Letters*, 85(23), 2004.
- [104] M. Klaui. Head-to-head domain walls in magnetic nanostructures. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20(31), 2008.
- [105] B. Hu and X. R. Wang. Instability of walker propagating domain wall in magnetic nanowires. *Phys. Rev. Lett.*, 111, 2013.
- [106] S. Glathe, R. Mattheis, and D. V. Berkov. Direct observation and control of the walker breakdown process during a field driven domain wall motion. *Applied Physics Letters*, 93(7), 2008.
- [107] N. L. Schryer and L. R. Walker. The motion of 180 domain walls in uniform dc magnetic fields. *Journal of Applied Physics*, 45(12), 1974.
- [108] K. A. Omari and T. J. Hayward. Chirality-based vortex domain-wall logic gates. *Phys. Rev. Applied*, 2, 2014.