

**Propriedades Magnéticas de  
Microdiscos de Permalloy ( $Ni_{80}Fe_{20}$ )**

**Jeovani Brandão  
Orientador: Luiz Carlos Sampaio Lima**

**Rio de Janeiro, 03 Setembro de 2010.  
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas**

ii

termo de aprovação...

## Dedicatória

*À minha mãe.*

## Agradecimentos

Em todo trabalho realizado existem pessoas que contribuem direta ou indiretamente para sua conclusão. São muitos os que me ajudaram a chegar até aqui e faço um esforço para mencionar todos.

Agradeço a Deus pelo seu infinito amor.

Aos meus familiares.

Ao meu orientador Prof. Luiz Carlos Sampaio Lima por indicar os caminhos necessários para a realização desse trabalho.

Ao Prof. José Gomes Filho pelo treinamento do MFM e pelas dicas valiosas para a realização das medidas.

Aos amigos da UFRRJ que estudaram e formaram comigo.

Aos muitos amigos do CBPF que me ajudaram nesse trabalho. Tiago Siman Machado pelas discussões a respeito do trabalho. A Roberta Dutra nem preciso falar o quanto sou grato por sua amizade. Ao Marcio Nunes companheiro e amigo. Ao Marcos Correa. Ao Érico e Marcão pelo apoio. Ao pessoal do grupo Naiara Yohanna Klein, Carolina Ferreira Cerqueira e principalmente Alexandre Gonçalves que me ajudou muito e segurou a barra do mestrado comigo. Aqueles que não mencionei peço perdão mas se sintam de alguma forma inseridos.

Aos meus amigos de Casimiro de Abreu. Mesmo longe se fazem presentes.

## Epígrafe

**A mente que se abre a uma nova idéia jamais voltará ao seu tamanho original.**  
(A. Einstein)

## Resumo

Em pequenos discos magnéticos em escala micrométrica a magnetização está alinhada no plano do disco e gira em torno do centro, formando assim um vórtice. Isto acontece para uma determinada relação entre diâmetro e espessura e para materiais magnéticos de muito baixa anisotropia magnetocristalina, tais como para a liga  $Fe_{80}Ni_{20}$  (Permalloy).

Estudamos as propriedades magnéticas de microdiscos de Permalloy com o uso do efeito Kerr magneto-óptico (**MOKE**) e Microscopia de Força Magnética (**MFM**). O diâmetro dos discos varia de  $2\ \mu\text{m}$  a  $10\ \mu\text{m}$  com a espessura de  $20\ \text{nm}$ . A configuração **MOKE** é baseada em geometria longitudinal com dois detectores em modo diferencial o que dá uma boa relação sinal-ruído. As medidas de **MFM** foram realizadas no modo AC para detectar a força magnética entre a ponta da haste e a superfície do disco.

As técnicas **MOKE** e **MFM** mostram claramente a presença de um estado de vórtice para discos com diâmetro inferior a  $5,5\ \mu\text{m}$ . Os ciclos de histerese magnética mostram a transição de vórtice para um estado de monodomínio com o aumento do diâmetro dos discos. Vamos mostrar e discutir como as medidas de **MFM** com campo magnético aplicado podem ser utilizadas para determinar o movimento do núcleo do vórtice.

## Abstract

In small disks, in micro-sized scale the magnetization is aligned in the disk plane and rotates around the center, forming a vortex. It happens for certain diameter and thickness ranges and for magnetic materials with very low magnetocrystalline anisotropy, such as for a ( $Ni_{80}Fe_{20}$ ) alloy (Permalloy).

We have studied the magnetic properties of Permalloy microdisks using magneto-optical Kerr effect (MOKE) and Magnetic Force Microscopy (MFM). The disk diameter varies from  $2\ \mu\text{m}$  to  $10\ \mu\text{m}$  with thickness of 20 nm. The MOKE setup is based in the longitudinal geometry with two detectors in differential mode giving a good signal to noise ratio. The MFM measurements were performed in ac mode to detect the magnetic force between the cantilever tip and surface of the disk.

MOKE and MFM techniques clearly show the presence of a vortex state for disks with diameter below  $5,5\ \mu\text{m}$ . The hysteresis loops show the transition from vortex to single-domain-state for samples with increasing disk diameter. We will show and discuss how the MFM measurements with applied magnetic field can be used to determine the vortex core movement.

# Lista de Siglas

*CBPF* Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas



# Lista de Abreviaturas

*MOKE* Efeito Kerr Magneto-Óptico

*MFM* Microscopia de Força Magnética



# Lista de Figuras

2.1	Configuração das fases ferro e anti-ferromagnética. . . . .	8
2.2	Minimização da energia magnetostática com a formação de domínios magnéticos. . . . .	14
2.3	Parede de domínio magnético de espessura $d$ entre spins antiparalelos. . . . .	15
2.4	Relação entre a magnetização e o ângulo $\phi$ com respeito ao eixo fácil da parede de domínio. . . . .	16
2.5	Momentos magnéticos alinhados com o campo magnético externo. . . . .	17
2.6	Configuração de um vórtice magnético. No centro o disco exibe uma componenteda magnetização perpendicular ao plano. Simulação feita por Tiago Siman Machado aluno de Doutorado do CBPF. . . . .	20
2.7	Circulação dos momentos magnéticos do vórtice associada com a polaridade. A polaridade do núcleo é independente do sentido dos spins no plano. . . . .	21
2.8	Curva de histerese feita por simulação. (a) indica o vórtice no centro do disco e (b) deslocado do centro com campo magnético aplicado no plano do disco. Simulação feita pelo aluno de Doutorado Tiago Siman Machado. . . . .	22
2.9	Polaridade do núcleo do vórtice obtida por MFM. Os pontos no centro do microdisco indicam uma polaridade $p=+1$ e $p=-1$ . . . . .	23
2.10	Curva de histerese obtida por efeito Kerr magneto Óptico para disco de Supermalloy. . . . .	23
3.1	Rotação do plano de polarização após reflexão da luz por uma amostra magnética para efeito kerr magneto-óptico longitudinal. . . . .	27
3.2	Geometria MOKE quanto à direção do campo magnético aplicado na amostra. . . . .	28
3.3	Análise da passagem da luz por um polarizador ideal. . . . .	30

3.4	Diagrama mostrando as amplitudes dos vetores polarizados da luz refletida da amostra para valores de magnetização opostos. $\underline{r}$ representa a reflexão inicial, $\underline{k}_A$ a reflexão Kerr e (a) $\underline{r}_A$ e (b) $\underline{r}_B$ as amplitudes de reflexão do vetor $\underline{r}$ . Magneto Optical Kerr analysis of magnetic nanostructures. D A Allwood, Gang Xiong, M D Cooke and R P Cowburn, et al 2003 J.Phys.D: Appl. Phys. <b>36</b> 2175. . . . .	32
3.5	Sinal MOKE em função do Ângulo $\phi$ do analisador para amostra de Co/Pt 6 bicamadas 0,6nm Co/2.0 nm Pt . . . . .	36
3.6	Curva de histerese para filme de Co/Pt feita para um ângulo do analisador em $5^\circ$ . . . . .	36
4.1	Montagem Kerr usando dois detectores. O modo de detecção diferencial permite uma melhor relação sinal ruído relevante para dinâmica do sinal Kerr. . . . .	38
4.2	Foto da montagem experimental MOKE. . . . .	39
4.3	Esquema de funcionamento de um AFM com detalhe no modo de detecção da reflexão do laser pela haste. . . . .	41
4.4	Foto de um AFM que também é usado como MFM onde foram realizadas as medidas. . . . .	43
4.5	Esquema da interação entre a ponta e amostra, com a constante de mola $k$ e a derivada da força. Note que a derivada varia com a aproximação da ponta a superfície da amostra . . . . .	47
5.1	Curva de histerese para microdisco com diâmetro de 3 micrômetros. A curva é típica de um disco que apresenta uma estrutura vórtice como mostra a figura 2.10. . . . .	50
5.2	Curva de histerese obtida por MOKE, permitindo observar a formação de uma estrutura vórtice para um disco de $2 \mu\text{m}$ de diâmetro. . . . .	52
5.3	Curva de histerese obtida por MOKE para disco de $7,5 \mu\text{m}$ . Todos os pontos da curva tem a mesma configuração de alinhamento dos momentos magnéticos do disco com o campo magnético externo. . . . .	53
5.4	Diagrama mostrando a dependência em diâmetro para formação de um vortex. . . . .	54
5.5	Medida de todas as curvas de histerese dos microdiscos variando entre dois e 10 micrometros. . . . .	55
5.6	Topografia para microdisco com $3 \mu\text{m}$ de diâmetro. . . . .	56

5.7	Imagem obtida por MFM para microdisco de $3\mu\text{m}$ de diâmetro. É possível observar pela região branca no interior do disco o deslocamento do núcleo por aplicação de campo magnético externo de 40 Oe. . . . .	58
5.8	Curva de histerese obtida por MOKE,(a) o núcleo está no centro do disco e (b) após a aplicação do campo o core é deslocado. . . . .	59
5.9	Campo reduzido de 50 Oe para 0 Oe. . . . .	60
5.10	Campo aplicado de 0 Oe até 50 Oe. . . . .	61
5.11	Saturação da magnetização do microdisco de $3\mu\text{m}$ de diâmetro. As cores brancas e pretas nas imagens mudam quando o campo magnético varia para valores positivos e negativos. Observamos que as linhas de campo magnético do microdisco saem da cor branca e se fecham na cor preta. . .	62
5.12	Imagem de microdisco de $3\mu\text{m}$ . Em (a) o deslocamento do núcleo do vórtice é para valor de campo negativo e em (b) para valor de campo positivo. . .	63
5.13	Imagem de microdisco de $5,5\mu\text{m}$ . Na borda do disco a cor branca está a direita do disco para campo positivo e na esquerda para campo negativo. Quando o campo é retirado o núcleo do vórtice está no centro. . . . .	64
5.14	Deslocamento do núcleo para disco de diâmetro $5,5\mu\text{m}$ . O campo magnético aplicado é de 50 Oe. . . . .	65
5.15	Circulação dos momentos magnéticos no plano do microdisco de $3\mu\text{m}$ de diâmetro. O sentido dos spins no plano é anti-horário. . . . .	66
5.16	Circulação dos momentos magnéticos do microdisco de $5\mu\text{m}$ . O sentido dos momentos magnéticos no plano é anti-horário para um disco e horário para outro para o mesmo valor de campo magnético. . . . .	67
5.17	Campo Crítico de deslocamento do núcleo do vórtice onde ainda é possível observá-lo antes de ser aniquilado em função do diâmetro do microdisco. . .	68
5.18	Imagem obtida por MFM do deslocamento do núcleo do vórtice para microdisco de $3\mu\text{m}$ de diâmetro. . . . .	68
5.19	Deslocamento do núcleo do vórtice em função do campo magnético para microdisco de $5,5\mu\text{m}$ de diâmetro. . . . .	69
5.20	Imagem de MFM a campo nulo e a campo de 40 Oe. Um detalhe do valor do deslocamento é mostrado em $0,84\mu\text{m}$ . . . . .	69
5.21	Deslocamento do núcleo do vórtice em função do campo magnético para microdiscos de diâmetros diferentes. . . . .	70



# Conteúdo

<b>Lista de Figuras</b>	<b>xi</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Propriedades Magnéticas de Nanoestruturas</b>	<b>5</b>
2.1 Magnetismo em Materiais . . . . .	5
2.1.1 Paramagnetismo . . . . .	6
2.1.2 Energia de Troca . . . . .	7
2.1.3 Ordem Ferromagnética . . . . .	8
2.2 Energia Magnetostática . . . . .	9
2.3 Anisotropia Magnética . . . . .	10
2.3.1 Anisotropia Magnetocristalina . . . . .	11
2.3.2 Anisotropia de Forma . . . . .	12
2.3.3 Anisotropia Magnetoelástica . . . . .	12
2.4 Domínios Magnéticos . . . . .	13
2.5 Monodomínio . . . . .	17
2.6 Vórtice . . . . .	18
<b>3 Introdução à Magneto-Óptica</b>	<b>25</b>
3.1 História e Fenomenologia de Efeitos Magneto-Ópticos . . . . .	25
3.2 Efeito Kerr Magneto Óptico . . . . .	26
3.3 Geometria MOKE . . . . .	27
3.4 Estados de Polarização . . . . .	28
3.4.1 Polarização Linear . . . . .	29
3.4.2 Polarização Elíptica . . . . .	31
3.4.3 Sinal MOKE . . . . .	31

<b>4 Instrumentação</b>	<b>37</b>
4.1 Descrição Experimental do sistema de medidas magneto-ópticas . . . . .	37
4.2 Microscopia de Força Magnética . . . . .	40
4.2.1 Microscopia de Força Atômica . . . . .	41
4.2.2 MFM-Modelagem e Operação . . . . .	42
4.2.3 Modo Estático . . . . .	44
4.2.4 Modo Dinâmico AC . . . . .	45
<b>5 Resultados</b>	<b>49</b>
5.1 Curvas de Magnetização obtidas por MOKE . . . . .	50
5.2 Medidas obtidas por MFM . . . . .	55
<b>6 Conclusão e Perspectivas</b>	<b>71</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>73</b>

---



# Capítulo 1

## Introdução

A obtenção e investigação de materiais magnéticos em escalas cada vez menores vem despertando atualmente um grande interesse científico. O avanço de novas técnicas de fabricação desses materiais possibilitou nos últimos anos o estudo de estruturas de escala nanométrica contribuindo e abrindo as portas para novos tipos de aplicações de alta tecnologia principalmente em gravação magnética. Dentro desse contexto, alguns materiais de escala micrométrica exibem uma configuração magnética onde os domínios magnéticos são arranjados em uma forma peculiar conhecida como vórtice. Essa configuração magnética vem sendo estudada por diversos grupos pelo mundo tanto no campo teórico como experimental e vem exibindo muitos resultados interessantes [1]. Técnicas experimentais tais como Microscopia de Força Magnética (MFM) e Efeito Kerr Magneto-Óptico (MOKE) vem sendo utilizadas para o estudo do comportamento estático e dinâmico de vórtices.

Vórtice é uma configuração magnética que ocorre em estruturas circulares ou quadradas, os momentos magnéticos circulam no plano formando um fluxo magnético fechado com magnetização total nula e exibem no centro uma componente da magnetização que é perpendicular ao plano do disco. Esta componente perpendicular existe devido ao custo da energia de troca ser muito alta para manter os momentos magnéticos no plano do disco próximo ao centro. Esta componente da magnetização é conhecida como núcleo

do vórtice e pode ser orientada para cima com polarização  $p=+1$  ou para baixo com polarização  $p=-1$ .

Neste trabalho, investigamos as propriedades magnéticas de microdiscos de Permalloy, uma liga de  $Ni_{80}Fe_{20}$ , que para certos diâmetros exibem uma configuração típica de vórtice. As amostras variam entre 2 e 10  $\mu\text{m}$  com espessura de 20 nm fabricados no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron através da combinação das técnicas de Litografia Óptica e eletrodeposição por Sputtering. As técnicas de Microscopia de Força Magnética e Efeito Kerr Magneto-Óptico são utilizadas para revelar a polaridade do núcleo do vórtice, o deslocamento do núcleo do centro do disco sob ação de campo magnético e a transição de vórtice para monodomínio. A motivação de estudar as propriedades magnéticas desses microdiscos vem da possibilidade dessa configuração magnética ser utilizada em aplicação tecnológica principalmente em informação magnética a partir do controle da polarização da magnetização do núcleo.

No capítulo 2 farei uma abordagem acerca das propriedades magnéticas que determinam a formação de um vórtice e monodomínio discutindo a competição entre as diferentes energias envolvidas e a contribuição de cada uma na formação desses domínios magnéticos.

No capítulo 3 farei uma introdução aos efeitos magneto-ópticos discutindo como é modificada a polarização da luz quando interage com um material magnético. O tratamento do sinal Kerr para uma geometria longitudinal é feita a partir de um diagrama que relaciona o ângulo do analisador com as intensidades refletidas que é relevante para uma boa relação sinal-ruído das medidas.

No capítulo 4 descrevo a instrumentação utilizada nas medidas das curvas de histerese e das imagens de MFM dos microdiscos. Mostramos a vantagem da técnica do efeito Kerr magneto-óptico usando dois detectores em modo diferencial e a melhora na relação sinal-ruído e da técnica de microscopia de força magnética operando em modo AC para detectar a força magnética entre a ponta e a superfície do microdisco.

Por fim no capítulo 5 e 6 são apresentados os resultados e conclusões acerca das pro-

---

---

priedades magnéticas dos microdiscos. As curvas de histerese obtidas por efeito kerr magneto-óptico e as imagens de MFM são relacionadas mostrando a transição de vórtice para monodomínio, bem como o deslocamento do núcleo do vórtice e a saturação da magnetização do microdisco.

---



## Capítulo 2

# Propriedades Magnéticas de Nanoestruturas

Neste capítulo, é feita uma revisão das propriedades magnéticas mais relevantes para a compreensão dos fenômenos físicos envolvidos no trabalho. Abordamos aspectos teóricos sobre materiais ferromagnéticos discutindo os parâmetros predominantes na formação de domínios magnéticos. Primeiro, falamos acerca dos materiais magnéticos. Em seguida, passamos a discutir sobre a ordem paramagnética, energia de troca e a ordem ferromagnética. A energia magnetostática e a energia de Zeeman devido ao campo magnético externo e o papel das anisotropias que são responsáveis na formação dos domínios magnéticos são discutidas. Por último, tratamos dos domínios magnéticos, em especial: monodomínio e vórtice, que foram fonte de investigação nos microdiscos que utilizamos nesse trabalho.

### 2.1 Magnetismo em Materiais

As primeiras evidências acerca de fenômenos magnéticos foram associados aos chamados "ímãs naturais", fragmentos de ferro encontrados perto da cidade de Magnésia. Esses ímãs tinham uma propriedade muito interessante de atrair pedaços de ferro mesmo desmagnetizados. Com a observação desse fenômeno, descobriu-se que uma barra de ferro

que era colocada próxima de um ímã retinha as propriedades naturais do ímã e se tornava magnetizada. A partir dessa descoberta, os materiais magnéticos passaram a ser estudados revelando ao longo dos anos propriedades fascinantes e um grande potencial de aplicações. Equipamentos como transformadores, motores e geradores que usamos no nosso cotidiano são feitos com materiais magnéticos. Com a possibilidade de fabricar e manipular materiais magnéticos em escala nanoscópica, o uso dessas materias ficou mais evidente com aplicações em gravação magnética e dispositivos eletrônicos.

### 2.1.1 Paramagnetismo

Curie, em 1885, mostrou em seu trabalho que uma certa classe de substâncias possuem uma susceptibilidade independente do campo magnético e dependente da temperatura dada pela equação,

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (2.1)$$

onde  $T$  é a temperatura absoluta e  $C$  é chamada de constante de Curie. Sua conclusão foi baseada em estudos do gás de oxigênio, soluções de alguns sais, e de alguns metais ferromagnéticos em temperaturas acima de um valor crítico, conhecido como a temperatura de Curie  $T_c$ . Substâncias que obedecem a lei de Curie são chamados de paramagnéticos. Os materiais paramagnéticos apresentam uma susceptibilidade positiva. Átomos, moléculas e defeitos das redes que possuem um número ímpar de elétrons apresentam paramagnetismo [2]. Em termos dos materiais magnéticos, os materiais paramagnéticos são caracterizados pela magnetização  $M$  na mesma direção do campo  $H$ . O paramagnetismo requer que os átomos possuam, individualmente, dipolos magnéticos permanentes, mesmo na ausência de campo externo, o que geralmente implica um átomo desemparelhado. O efeito dos dipolos magnéticos se alinharem paralelamente em um material paramagnético tem origem no momento magnético associado com o spin. Como não existe um conceito clássico equivalente ao spin (quântico) podemos afirmar que este fenômeno só pode ser totalmente explicado pela teoria quântica. No paramagnetismo puro, os dipolos magnéticos não interagem uns com os outros e são orientados aleatoriamente na ausência de um campo

---

externo, tendo como resultado um momento líquido nulo. No caso de existir uma interação, os momentos magnéticos podem se alinhar de forma paralela ou antiparalela, tendo como resultado o ferromagnetismo ou antiferromagnetismo, respectivamente. O paramagnetismo pode ser observado em materiais ferromagnéticos que estão acima da temperatura de Curie, e nos antiferromagnéticos acima da temperatura de Néel. Os materiais paramagnéticos podem também exibir um comportamento diamagnético, mas essas materiais exibem valores baixos de susceptibilidade.

### 2.1.2 Energia de Troca

A teoria de Weiss para descrever o ferromagnetismo não podia explicar por exemplo, como ocorre o ordenamento magnético dos spins, que só foi possível com o nascimento da mecânica quântica. O fenômeno físico responsável pelo ordenamento dos spins magnéticos é a interação de troca que, pode ser entendida, analisando um par de elétrons. Efeitos de troca surgem para todos os tipos de partículas elementares, mas estes efeitos foram introduzidos pela primeira vez em física, considerando a estrutura atômica e da energia dos elétrons em um átomo. Neste contexto, surgem como consequência dois fatos: Os elétrons são indistinguíveis e eles obedecem o princípio de exclusão de Pauli. A indistinguibilidade manifesta-se no fato da função de onda que descreve os dois elétrons ou mantém-se inalterada ou ocorre a mudança de sinal quando as partículas são intercambiadas. Essa mudança no sinal leva em conta as partículas de spin semi-inteiro serem anti-simétricas que é o caso dos Férmions e de spin inteiro simétricas chamadas de Bósons. Quando os spins dos dois elétrons são paralelos, a parte espacial da função de onda é anti-simétrica e quando eles se opõem é simétrica. A distribuição no espaço dos dois elétrons é diferente nesses estados e sua energia eletrostática mútua é diferente. Essa diferença na energia eletrostática que envolve os dois elétrons é chamada de energia de troca aparece como uma interação entre os dois elétrons que depende da sua orientação relativa. Uma representação comum para a energia de troca é o Hamiltoniano de Heisenberg que pode ser escrito como [3],

---

$$H = - \sum_{i,j} J_{i,j} S_i S_j \quad (2.2)$$

onde,  $J_{i,j}$  é conhecido como integral de troca e  $S_i$  e  $S_j$  são os spins nos sítios  $i$  e  $j$ , respectivamente.

Se  $J_{i,j}$  é  $>0$  os spins são todos paralelos e a ordem é ferromagnética. Se  $J_{i,j}$  é  $<0$  os spins são antiparalelos e a ordem é antiferromagnética.

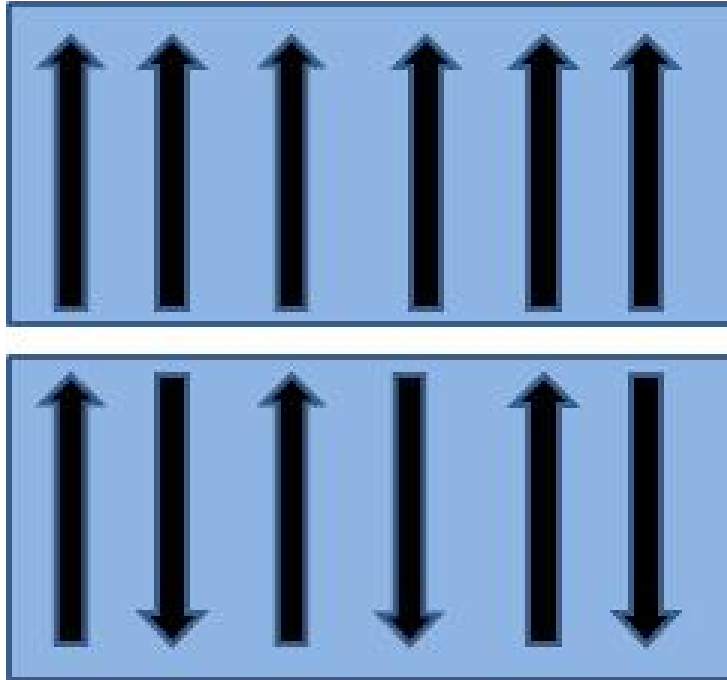


Figura 2.1: Configuração das fases ferro e anti-ferromagnética.

### 2.1.3 Ordem Ferromagnética

Materiais magnéticos podem ou não apresentar ordenamento magnético dependendo da interação entre os momentos magnéticos. No caso de um material ferromagnético, os momentos magnéticos tendem a se alinhar de forma paralela na mesma direção e sentido mesmo na ausência de campo magnético. Como resultado, existe uma magnetização espontânea em tais materiais. Acima de um valor crítico de temperatura chamada de temperatura de Curie  $T_c$  as flutuações térmicas tendem a desalinhar aleatoriamente os



momentos magnéticos enfraquecendo a interação entre os momentos de forma que a ordem ferromagnética desaparece e o material apresenta uma ordem paramagnética. Existem poucos elementos que exibem um comportamento ferromagnético como o Ferro, Níquel e o Cobalto e a maioria dos materiais ferromagnéticos são metais ou ligas.

## 2.2 Energia Magnetostática

Como se sabe, na natureza pólos magnéticos nunca foram observados isolados de forma que é comum representarmos a interação magnética por dipolos. Um dipolo magnético é formado por um par de pólos de mesma intensidade com sinais diferentes separados por uma distância  $\mathbf{r}$ . Logo, existe uma força entre os pólos que dá origem a uma energia da qual é denominada de magnetostática (dipolar). A origem da energia magnetostática se dá nas chamadas "cargas magnéticas" de volume e superfície,

$$\rho = -\vec{\nabla} \cdot \vec{m} \quad (2.3)$$

$$\sigma = -\vec{\nabla} \cdot \vec{m} \quad (2.4)$$

onde  $\vec{m}$  é o vetor magnetização.

A energia devido ao campo magnético externo é a energia de Zeeman que pode ser representada por,

$$E_{Zeeman} = -\mu_0 \int \vec{H}_{ext} \cdot \vec{M} dv \quad (2.5)$$

onde  $E_{Zeeman}$  diz respeito a interação entre a magnetização da amostra e o campo externo. A energia magnetostática é representada por

$$E_{demag} = \frac{1}{2} \mu_0 \int \vec{H}_d^2 dv \quad (2.6)$$


---

em que  $E_{demag}$  é a energia desmagnetizante do campo produzido pela própria amostra. Esse campo desmagnetizante depende da geometria da amostra, note que a integral é feita no volume.

## 2.3 Anisotropia Magnética

Geralmente, os materiais magnéticos são classificados entre macios ou duros de acordo com o valor do campo coercivo, e exibem direções de magnetização denominadas de direções fácil e difícil [4]. Para esses materiais existe uma anisotropia magnética que afeta a forma das curvas de magnetização. Vamos analisar o papel da anisotropia e os elementos fundamentais que determinam uma menor ou maior influência nos processos magnéticos.

Nos materiais magnéticos anisotrópicos, existem eixos denominados de eixo fácil da magnetização ou eixo difícil da magnetização. Como exemplo, o Ferro (Fe) tem a direção fácil em (1,0,0), enquanto que para o Níquel (Ni) a direção fácil é (1,1,1). A aplicação de um campo magnético em direção diferente do eixo fácil de magnetização, leva uma maior dificuldade para o alinhamento dos momentos magnéticos na direção do campo. Assim, a anisotropia pode ser entendida como uma direção preferencial para os momentos se alinharem em um material magnético [5]. A dependência da energia de anisotropia é usualmente parametrizada em termos de constantes anisotrópicas. Como exemplo, usamos para anisotropia uniaxial onde podemos escrever a densidade de energia como,

$$\frac{E_a}{V} = K_1 \text{sen}^2\theta + K_2 \text{sen}^4\theta + K_3 \text{sen}^6\theta \quad (2.7)$$

$K_1, K_2$  e  $K_3$  são constantes anisotrópicas que descrevem a anisotropia de cada material e no caso da anisotropia uniaxial são constantes de primeira, segunda e terceira ordem, respectivamente. Note que embora a expressão para a densidade de energia no caso da anisotropia uniaxial seja um caso geral, ela muda de valor dependendo da simetria e do material em questão.

Existem vários tipos de anisotropia que dependem da estrutura cristalina, forma da amostra, tensão interna e temperatura. Iremos discutir aqui algumas destas formas de anisotropia onde podemos associar a elas uma energia de anisotropia.

### 2.3.1 Anisotropia Magnetocristalina

A dependência da energia de um metal ferromagnético na direção do momento magnético, conhecida como anisotropia magnetocristalina se torna especialmente pronunciada na superfície ou em filmes finos como foi previsto por Néel em 1954. A anisotropia magnetocristalina tem origem na interação spin-órbita [6] e representa o custo de energia por átomo para defletir o momento magnético em um cristal de uma direção cristalográfica (eixo fácil) para outra (eixo difícil). Em princípio, a interação de troca e a interação dipolar podem contribuir para a anisotropia magnetocristalina. Na ausência de um campo magnético externo o material ficará magnetizado na direção fácil. Aplicando campo magnético forte o material se magnetiza nessa direção e a energia de anisotropia será mínima. Podemos escrever a energia magnetocristalina para a simetria de um cristal cúbico como,

$$E_{am} = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_1^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) \quad (2.8)$$

Aqui o sinal de  $K_1$  e  $K_2$  determinam as direções de fácil magnetização e os ângulos  $\alpha_i$  são os cossenos diretores de  $M_s$  com respeito aos eixos cristalinos. Para um cristal com simetria hexagonal a anisotropia magnetocristalina é dada por,

$$E_{am} = K_u \sin^2\theta \quad (2.9)$$

onde  $K_u$  é a constante de anisotropia uniaxial e  $\theta$  o ângulo entre o vetor magnetização e o eixo fácil.

### 2.3.2 Anisotropia de Forma

Anisotropia de forma é devida ao campo desmagnetizante que tem origem dipolar e depende da forma da amostra. Uma representação para a energia de anisotropia de forma em filmes é dada por,

$$E_d = \frac{1}{2} H_d M_s \cos^2 \phi \quad (2.10)$$

em que  $H_d = N_d \cdot M_s$  é o campo desmagnetizante e  $N_d$  o fator desmagnetizante que depende da forma do material. A magnetização é uniforme com magnitude igual à magnetização de saturação  $M_s$  e  $\theta$  é o ângulo do momento magnético com a normal ao plano do filme. Dependendo da simetria da interface, as camadas exteriores experimentam uma anisotropia de forma que pode ser inferior aos das camadas internas. Para as camadas internas, a anisotropia de forma é bastante próxima ao valor baseado na aproximação contínua [7]. Consequentemente, a média da anisotropia de forma pode ser fenomenologicamente expressa por uma contribuição de volume e interface.

### 2.3.3 Anisotropia Magnetoelástica

As interações entre os átomos pode fazer com que ocorra uma expansão ou contração da rede cristalina. A essa distorção do equilíbrio do material se dá o nome de magnetostricção. Magnetostricção é uma mudança espontânea nas dimensões de um cristal ferromagnético quando é submetido a um campo magnético. Dentro da rede cristalina, a energia de interação entre os momentos magnéticos depende da separação entre eles e de suas orientações, isto é, da direção de magnetização [8]. A magnetostricção é positiva se o material se alonga na direção da magnetização e é negativa se o material se contrai na direção paralela à magnetização. A anisotropia magnetoelástica se deve ao fenômeno da magnetostricção. Do ponto de vista microscópico, ela tem origem na resposta magnética que envolve os spins, associadas com a interação spin órbita. A energia por unidade de volume associada com este efeito pode, para um meio isotrópico com magnetostricção isotrópica, ser escrita como

---

$$E_{me} = -K_{me}\cos^2\theta \quad (2.11)$$

com

$$K_{me} = -\frac{3}{2}\lambda\sigma \quad (2.12)$$

Aqui  $\lambda$  é a constante de magnetostricção que depende da orientação podendo ser positiva e negativa e  $\theta$  mede a direção da magnetização relativa à direção da tensão uniforme. O acoplamento magneto-elástico contribue em princípio para a anisotropia efetiva.

## 2.4 Domínios Magnéticos

Os materiais magnéticos geralmente possuem um momento magnético total nulo. Quando um campo magnético é aplicado num material ferromagnético, a magnetização pode variar de zero até um valor de saturação magnética. Para explicar esse comportamento, Weiss postulou a existência de domínios magnéticos. De acordo com Weiss, domínios magnéticos são regiões do material que apresentam uma magnetização espontânea embora a direção de magnetização possa variar de um domínio para outro. Em cada domínio, os dipolos estão acoplados em uma direção preferencial de modo que a resultante permaneça praticamente nula. Os domínios magnéticos são criados para reduzir a energia magnetostática. A energia de interação magnetostática favorece domínios magnéticos com fluxo parcialmente ou completamente fechado.

Historicamente, o conceito de domínios magnéticos foi introduzido para explicar como dois pedaços de ferro macio não se atraem mutuamente. Bloch em 1932 introduziu o conceito de paredes de domínios, e os primeiros cálculos quantitativos foram feitos por Landau e Lifshitz (1935) e são hoje pontos iniciais da teoria de domínio magnético. A primeira verificação experimental de domínios foi devida a Barkhausen (1919), quando mediu saltos da magnetização com movimento da parede de domínio, porém, a primeira

---

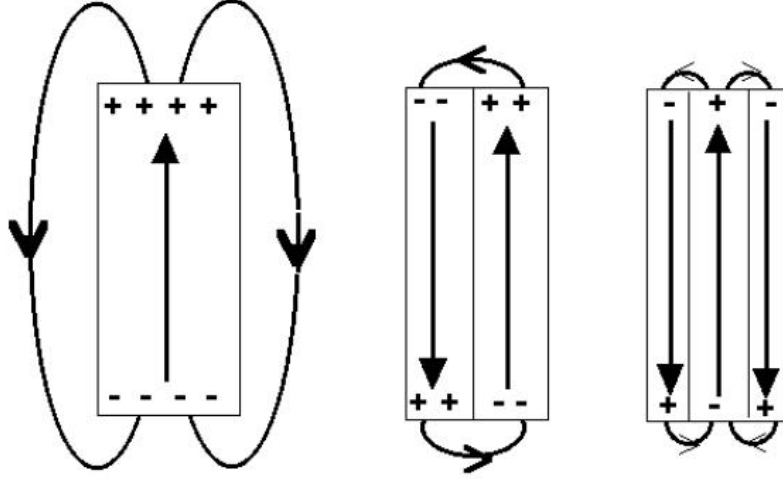


Figura 2.2: Minimização da energia magnetostática com a formação de domínios magnéticos.

observação direta foi feita por Hámos e Thiessen em 1931 e, depois no mesmo ano por Bitter [9].

Podemos imaginar com base na figura 2.3 como se dá a formação de uma parede de domínio com magnetização antiparalelas. Uma fila de átomos é mostrada formando uma parede de  $180^\circ$  entre um domínio e outro. A energia de troca de um material ferromagnético é minimizada quando os spins adjacentes são paralelos. Portanto, no caso da parede de domínios entre dois spins antiparalelos a energia de troca associada deve ser muito grande afim de alinhar os spins numa mesma direção.

Para calcular a energia e a estrutura de uma parede de domínio, assumimos uma parede bem espessa e utilizamos um modelo contínuo. Em particular, substituímos a energia de troca de um par de átomos com spins iguais nos sitios  $i$  e  $j$ ,

$$E_{troca} = -2J.S^2 \cos\phi_{ij} \quad (2.13)$$

por uma aproximação contínua, na qual

$$E_{troca} = -2A \cos\left(\frac{d\phi}{dx}\right) \quad (2.14)$$

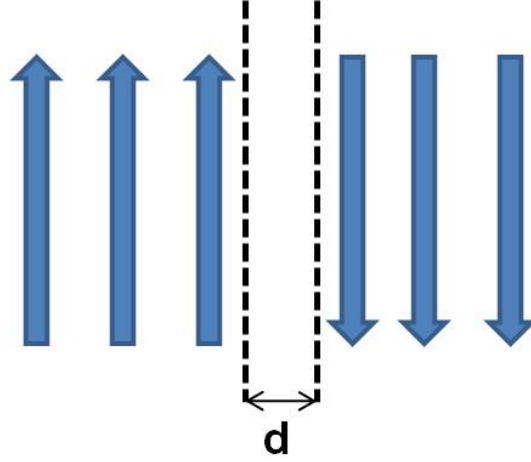


Figura 2.3: Parede de domínio magnético de espessura  $d$  entre spins antiparalelos.

com

$$A = \left( \frac{nJS^2}{a} \right) \quad (2.15)$$

que é uma constante de troca, sendo  $n$  o número de elétrons dividido por unidade de cela e  $J$  a integral de troca. O termo  $\left(\frac{d\phi}{dx}\right)$  representa a taxa em que a direção da magnetização local gira com a posição na parede.

Fazendo uma expansão em  $\cos\phi$  temos que,

$$\cos\phi = 1 - \frac{\phi^2}{2} + \frac{\phi^4}{24} + \dots \quad (2.16)$$

Assumindo um ângulo  $\phi$  muito pequeno, o terceiro termo de 2.16 pode ser desprezado. Substituindo 2.16 em 2.14 e lembrando que nesse caso o ângulo é  $\left(\frac{d\phi}{dx}\right)$  podemos escrever a energia de troca dentro da parede de domínio como,

$$E_{troca} = -2A + A \left( \frac{d\phi}{dx} \right)^2 \quad (2.17)$$

O primeiro termo de 2.17 pode ser desprezado pois é independente do ângulo, o segundo termo é a energia de troca da parede. A energia de anisotropia também contribui na formação de uma parede de domínio e no caso mais geral é dada por

$$E_a = g(\phi) \quad (2.18)$$

onde  $\phi$  é o ângulo entre a magnetização e o eixo fácil. A figura 2.4 mostra como se relaciona o ângulo  $\phi$  com a magnetização dentro da parede.

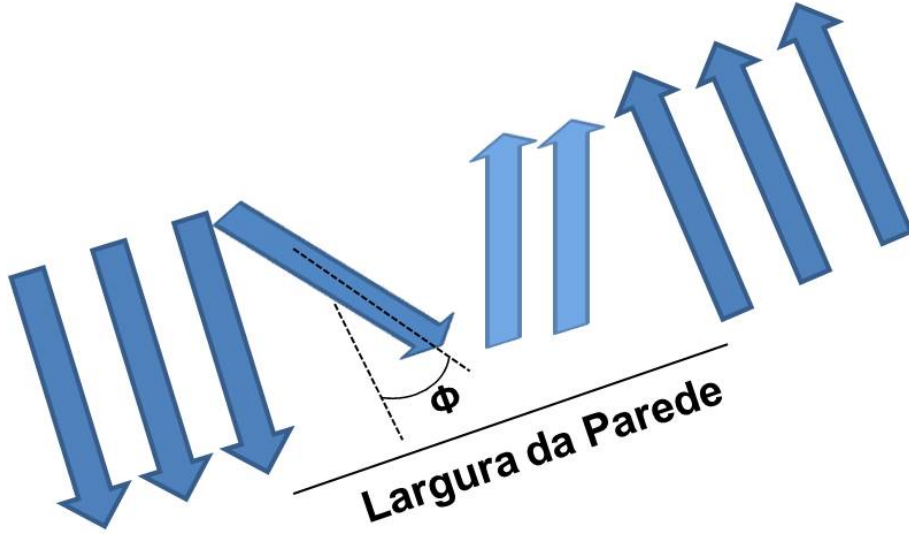


Figura 2.4: Relação entre a magnetização e o ângulo  $\phi$  com respeito ao eixo fácil da parede de domínio.

Como exemplo, para uma anisotropia uniaxial podemos escrever,

$$g(\phi) = k_u \text{sen}^2 \phi \quad (2.19)$$

e para anisotropia cúbica com magnetização em (1 0 0) no plano,

$$g(\phi) = K_1 \text{sen}^2 \phi \cos^2 \phi \quad (2.20)$$

Portanto, a energia da parede de domínio é dada pela soma da energia de troca e anisotropia, integrada sobre a espessura da parede.

$$E_p = \int \left[ A \left( \frac{d\phi}{dx} \right)^2 + g(\phi) \right] dx \quad (2.21)$$



A formação de um domínio sempre se origina portanto, da possibilidade de minimizar a energia de um sistema partindo de um único domínio onde as configurações de momentos magnéticos estão em saturação com uma energia magnética maior para um sistema multidomínio com uma energia magnética menor.

## 2.5 Monodomínio

Como já foi dito, um material ferromagnético, em geral, consiste de muitos domínios. No entanto, sob certas condições, o material pode ser constituído de um único domínio. Um exemplo é mostrado na figura 2.5 quando um campo magnético com um valor alto é aplicado no material. Outro exemplo ocorre em amostras de pequenas dimensões que não tem volume suficiente para sustentar a presença de uma parede de domínio. Logo, monodomínio se caracteriza pelos momentos magnéticos se alinharem de forma paralela e no mesmo sentido seja na ausência ou sob ação de um campo magnético.

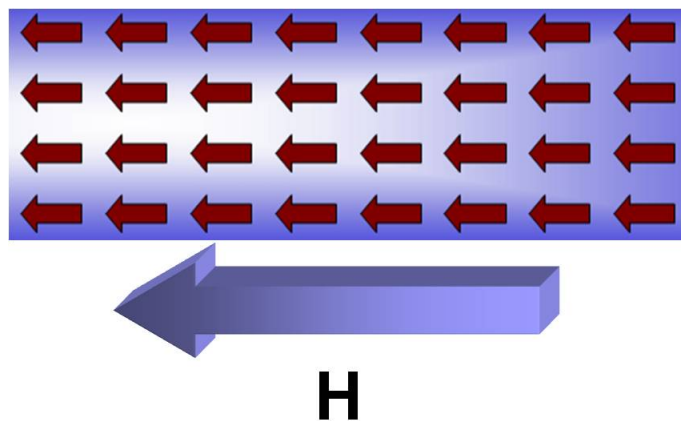


Figura 2.5: Momentos magnéticos alinhados com o campo magnético externo.

Para compreendermos melhor a formação desse tipo de domínio, vamos discutir acerca do tamanho crítico do qual a partícula deve ter para consistir de um único domínio quando nenhum campo magnético é aplicado. O tamanho crítico para o qual a partícula constitui um único domínio ocorre quando o tamanho do grão já não pode acomodar uma parede de domínio, o que ocorre quando o comprimento de troca é menor ou da ordem do diâmetro da partícula. Assim, a única possibilidade é que os momentos magnéticos estejam todos

---

alinhados na mesma direção e sentido.

Aplicando um campo magnético, o estado de monodomínio pode ser obtido a partir de uma configuração de multidomínio. Para isso, deve se alterar a magnetização de um grão que é multidomínio reduzindo a parede de domínio em um processo energeticamente mais fácil. Com isso grãos multidomínio são magneticamente macios com baixos valores de coercividade e magnetização. No entanto, a única maneira de mudar a magnetização de monodomínio para multidomínio, é girar a magnetização de forma que os momentos não estejam alinhados com o campo magnético em um processo energeticamente difícil. Assim, os grãos monodomínio são magneticamente duros e têm alta coercividade e magnetização remanente.

## 2.6 Vórtice

Em materiais ferromagnéticos ocorre a formação de domínios a fim de reduzir a energia magnetostática. Para pequenas amostras, a energia de troca é favorável pois é mínima quando ocorre o alinhamento paralelo dos momentos magnéticos. Em amostras de dimensões maiores, o monodomínio é sucedido por outras configurações que dependem da forma do material. Em discos circulares e quadrados ocorre a formação de uma configuração peculiar chamada de vórtice onde os momentos magnéticos formam um fluxo fechado no plano e exibe uma componente da magnetização perpendicular ao plano no centro do disco chamada de núcleo (core) [10]. Essa configuração tem sido intensivamente investigada por ser candidata em aplicações do tipo, densidade de armazenamento de dados, sensores de campo magnético e dispositivos de operação lógica [11] a partir do controle de suas propriedades principalmente do núcleo do vórtice.

A formação de um vórtice é devido principalmente à competição entre as energia magnetostática, a energia de troca e a energia de anisotropia magnetocristalina que são bastante sensíveis à variação da forma, tamanho e do tipo de material. Vamos discutir a respeito da contribuição de cada uma dessas energias na formação do vórtice.

As distribuições dos spins em materiais ferromagnéticos são regidos pela interação de troca

---

entre os vizinhos mais próximos  $s_i$  e  $s_j$  descritos pelo Hamiltoniano de Heisenberg

$$H = - \sum_{i,j} J_{i,j} S_i S_j \quad (2.22)$$

Para resolver os problemas que levam em conta muitos spins, é preferível trabalhar com o vetor magnetização  $\mathbf{M}$  no lugar de uma distribuição discreta. Assim, a energia total de um material ferromagnético é determinado por

$$E_{tot} = E_{troca} + E_d + E_{ext} + E_{an} + \dots \quad (2.23)$$

Enquanto a energia de troca força os spins mais próximos a se alinharem em uma distribuição uniforme, o campo desmagnetizante faz o efeito oposto em uma escala de longo alcance. Discos feitos de Permalloy, uma liga de  $(Ni_{80}Fe_{20})$ , exibem uma anisotropia magnetocristalina muito baixa que pode ser desprezada [12]. A razão disto é que quando esses materiais são combinados o eixo fácil de magnetização do Fe coincide com o eixo difícil do Níquel, causando assim uma baixa anisotropia. Do resultado da competição entre a energia de troca e magnetostática associada com a baixa anisotropia do material determinam a formação de um vórtice. A relação entre o diâmetro e espessura do disco tem sua relativa importância para a formação do vórtice. Para um disco de 15 nanômetros por exemplo, o vórtice ocorre para um diâmetro de 150 nanômetros. Uma imagem de um disco permite visualizar ver (2.6) a configuração de vórtice com o núcleo perpendicular ao plano do disco. Essa componente da magnetização perpendicular ao plano do disco existe para minimizar a energia de troca no centro do disco permitindo que uma pequena região dos spins se alinhe de forma perpendicular.

Algumas características são de grande importância no que diz respeito à estrutura de vórtice em discos circulares. O sentido dos momentos magnéticos no plano do disco pode ser horário ou anti-horário. A esse sentido dá-se o nome de quiralidade. Outra característica, vem da componente perpendicular ao plano do disco. Essa componente pode estar orientada para cima ou para baixo, tendo assim uma polarização que é  $p = +1$

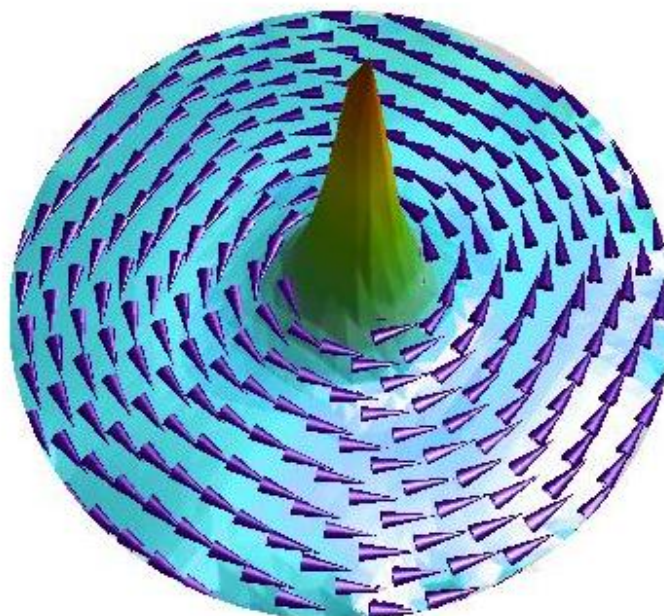


Figura 2.6: Configuração de um vórtice magnético. No centro o disco exibe uma componente magnetização perpendicular ao plano. Simulação feita por Tiago Siman Machado aluno de Doutorado do CBPF.

onde o núcleo está magnetizado para cima e  $p = -1$  na qual o núcleo está magnetizado para baixo.

A figura 2.7 mostra a relação entre polaridade do núcleo e a circulação dos momentos magnéticos no plano do disco. Podemos ver quatro possibilidades de encontrar o núcleo do vórtice com polaridades diferentes que não dependem da circulação dos momentos magnéticos. Conseqüentemente, esses estados são degenerados [?] . Portanto o vórtice é uma estrutura tri-dimensional com magnetização resultante nula confinada no plano e uma componente perpendicular da magnetização no centro do disco.

Uma vez compreendido os elementos necessários para a formação de um vórtice bem como sua estrutura magnética, passaremos a discutir o comportamento da magnetização de um vórtice sob a ação de um campo magnético externo. A pergunta importante é: Como se modifica esta configuração sob a ação de um campo magnético externo?

Simulações computacionais e observações experimentais permitem responder essa pergunta. Se um campo magnético estático é aplicado no plano do disco, os momentos

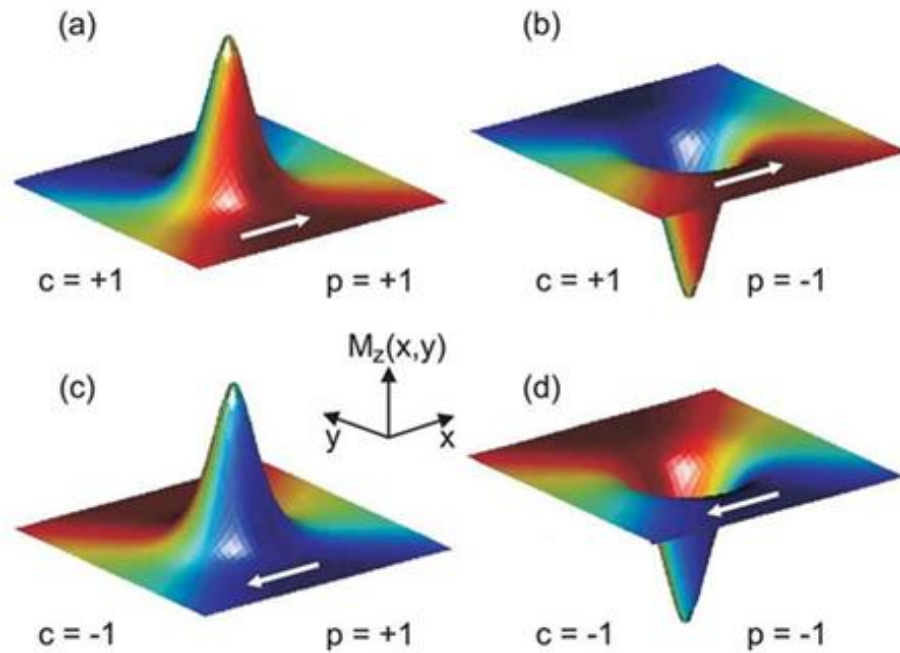


Figura 2.7: Circulação dos momentos magnéticos do vórtice associada com a polaridade. A polaridade do núcleo é independente do sentido dos spins no plano.

magnéticos que são paralelos à borda do disco tendem a se alinhar com o campo magnético aumentando a área no disco em que a magnetização está paralela ao campo. Como consequência da aplicação do campo magnético no plano, o núcleo se movimenta perpendicular ao campo magnético saindo do centro. Esse movimento do núcleo é observado não só por simulação de curvas de histerese, mas também por técnicas experimentais como microscopia de força magnética (MFM) e efeito Kerr magneto óptico (MOKE). À medida que o campo magnético aplicado no plano do disco aumenta, os momentos tenderão a se alinhar cada vez mais com o campo e quando a amostra estiver com a magnetização saturada, o disco passa a exibir uma configuração de monodomínio. Uma curva de histerese como mostra a figura 2.8 ilustra essa transição do vórtice a campo nulo para um valor onde ele é deslocado do centro e depois entra em saturação onde o núcleo é aniquilado.

Quando aplicamos um campo magnético DC no plano do disco, o núcleo se desloca para cima ou para baixo se o campo magnético é aplicado no eixo  $x$  e para esquerda ou para direita se o campo magnético é aplicado no eixo  $y$ . Usamos nesse trabalho a microscopia de força magnética a fim de detectar a polaridade do núcleo do vórtice. Esse tipo de

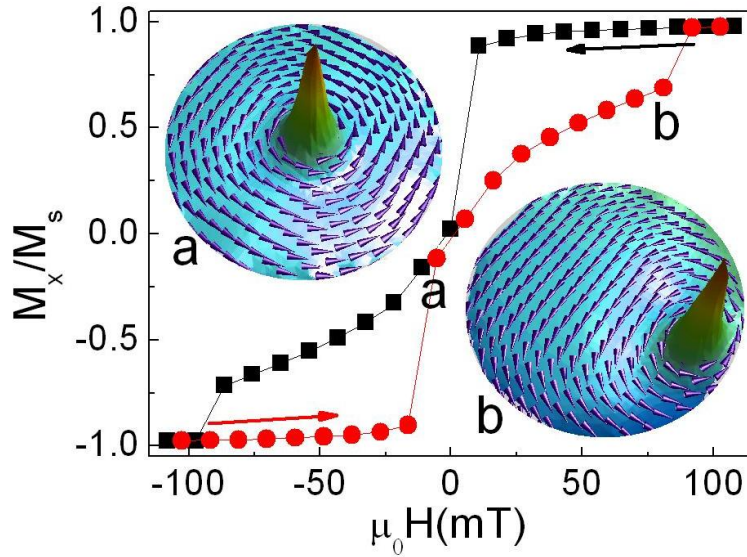


Figura 2.8: Curva de histerese feita por simulação. (a) indica o vórtice no centro do disco e (b) deslocado do centro com campo magnético aplicado no plano do disco. Simulação feita pelo aluno de Doutorado Tiago Siman Machado.

experimento é um dos mais utilizados nas medidas de vórtice magnético como mostra a imagem da figura 2.9 extraída da referência[13] .

O contraste da magnetização no centro do microdisco obtida experimentalmente revela as diferentes polaridades do núcleo do vórtice magnético onde os pontos mais claros à magnetização é  $p = +1$  para cima e os pontos mas escuros à magnetização é  $p = -1$  para baixo. No entanto, em campo nulo não é possível obter nenhuma infomação acerca da circulação dos momentos magnéticos no plano usando MFM. Outra medida experimental é a curva de magnetização que mostra a transição de vórtice para monodomínio. A forma da histerese ver figura 2.10 tem uma forte relação com o diâmetro e a espessura do microdisco [14]. Logo, é possível estudar vórtices magnéticos teoricamente por meio de simulação computacional onde resultados do comportamento magnético de vórtice pode ser estudado pela manipulação da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert e experimentalmente usando microscopia de força magnética (MFM) e medidas magneto-ópticas como Efeito Kerr Magneto-Óptico.



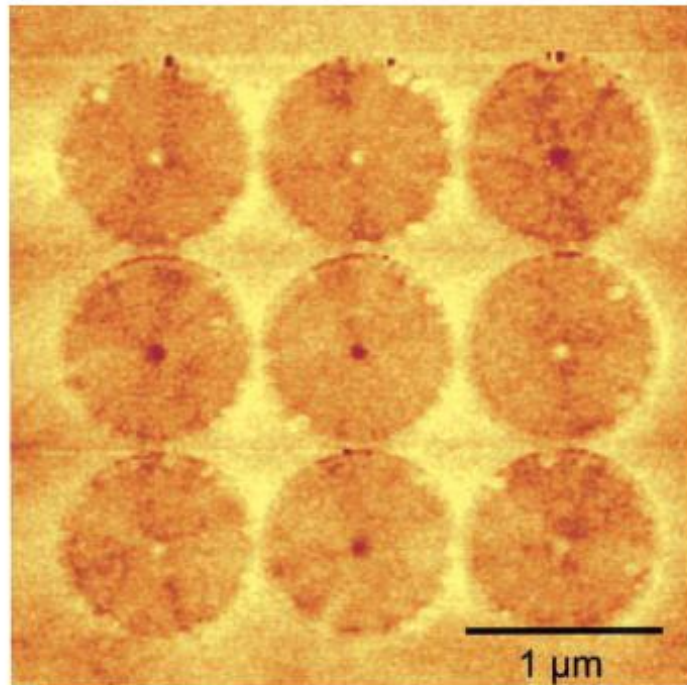


Figura 2.9: Polaridade do núcleo do vórtice obtida por MFM. Os pontos no centro do microdisco indicam uma polaridade  $p=+1$  e  $p=-1$ .

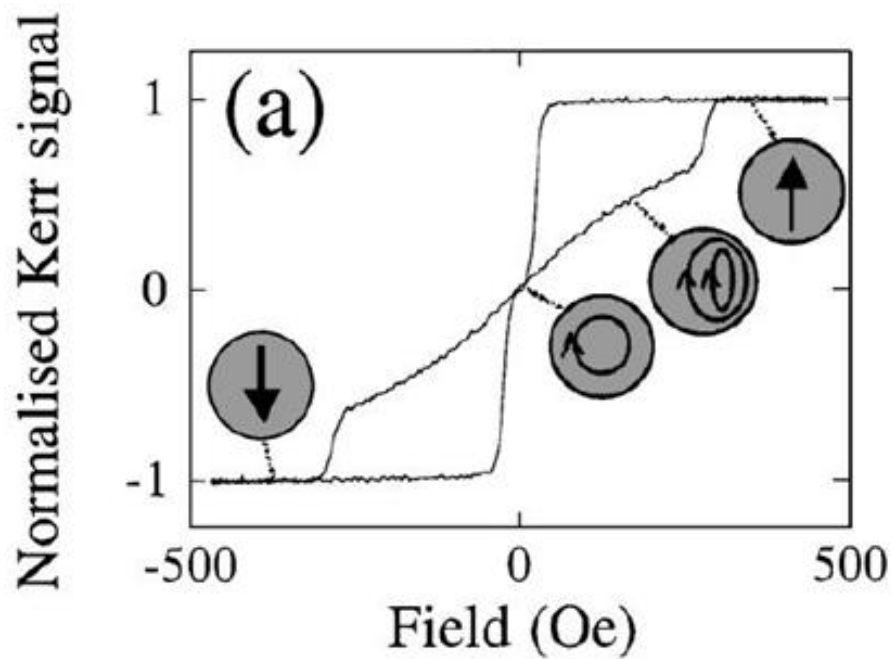


Figura 2.10: Curva de histerese obtida por efeito Kerr magneto Óptico para disco de Supermalloy.





## Capítulo 3

# Introdução à Magneto-Óptica

### 3.1 História e Fenomenologia de Efeitos Magneto-Ópticos

Efeitos magneto-ópticos são amplamente utilizados na investigação de propriedades magnéticas de filmes finos. A descoberta desse efeito se deu pela tentativa de entender a relação entre a natureza da luz e o campo elétrico, pois acreditava-se que o efeito do campo elétrico era mais forte do que a do campo magnético sobre os meios materiais. Em 1845, Michael Faraday em seus estudos sobre a luz e a eletricidade relatou em seu diário de laboratório o seu fracasso ao encontrar uma mudança na polarização da luz, quando a luz passa por um líquido que estava em processo de eletrólise [15]. A partir desse momento Faraday substituiu eletricidade por magnetismo, então observou a primeira manifestação de um efeito magneto-óptico. Faraday descobriu que a polarização linear da luz girava depois de passar através de um material vítreo submetido a um campo magnético. Essa rotação, conhecida como rotação Faraday, é proporcional ao campo magnético aplicado  $\mathbf{H}$ .

Em 1877, um efeito similar foi descoberto por John Kerr ao investigar a polarização da luz refletida a partir do pólo de um ímã [16]. Ele descobriu que o plano de polarização da luz girava de um ângulo muito pequeno ao ser refletido pelo magneto. O ângulo de

rotação é proporcional à magnetização e chamado de rotação Kerr. Nessa época a óptica era bem compreendida enquanto o magnetismo ainda era uma incógnita para os cientistas. No entanto, os efeitos Faraday e Kerr contribuíram muito no desenvolvimento da teoria eletromagnética.

## 3.2 Efeito Kerr Magneto Óptico

A interação da luz com um meio magnético do qual a magnetização afeta o estado de polarização da luz é conhecido como efeito magneto-óptico. Quando luz linearmente polarizada é refletida de uma superfície magnética, a luz incidente sofre uma mudança de polarização tornando-se uma polarização elíptica com seu eixo maior girado de um ângulo  $\theta_k$ , conhecido como rotação Kerr. A figura 3.1 mostra como ocorre esse fenômeno. O estado final de polarização pode ser caracterizado pela rotação do eixo maior  $\theta_k$  e a elipsidade  $\varepsilon_k$  que é definida como a razão entre o eixo menor e maior da elipse. Ambos  $\theta_k$  e  $\varepsilon_k$  são proporcionais à magnetização da amostra e não ao campo magnético aplicado. Este efeito é conhecido como **Efeito Kerr Magneto-Óptico** (MOKE).

Microscopicamente, o efeito magneto-óptico pode ser entendido através do acoplamento entre o campo elétrico da luz e a magnetização. Esta interação surge das transições dipolares associadas com a interação spin-órbita. O mecanismo mais comum para a interação da luz com a matéria é a absorção de um fóton por um elétron através de uma transição eletrônica dipolar. Como a velocidade dos elétrons é pequena comparada com a velocidade da luz no vácuo, ocorre uma pequena perturbação representada pelo Hamiltoniano  $H_{so} = \xi_{so} \cdot \hat{L} \cdot \hat{S}$ . Nessa absorção a energia total, momento angular e de spin são conservados.

Macroscopicamente, o efeito magneto óptico pode ser descrito através da interação da polarização da luz com a magnetização do material. Considere a luz incidente com polarização linear que pode ser decomposta em duas polarizações circulares opostas se propagando no material magnético com diferentes velocidades  $v_+ = \frac{c}{N_+}$  para luz circular à direita e  $v_- = \frac{c}{N_-}$  para luz circular à esquerda. A absorção do material se dá de forma

diferenciada para cada uma delas ocorrendo o fenômeno do dicroísmo circular. Quando as polarizações são recombinadas em polarização linear, o plano de polarização está girado em relação ao original.

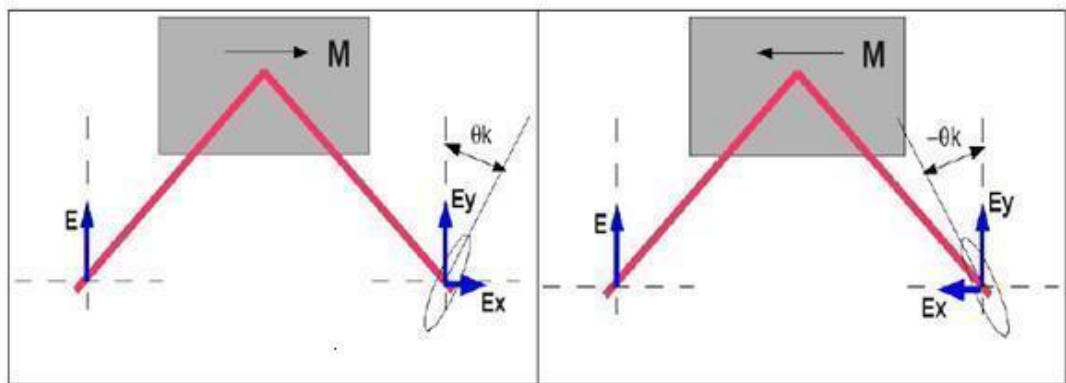


Figura 3.1: Rotação do plano de polarização após reflexão da luz por uma amostra magnética para efeito Kerr magneto-óptico longitudinal.

### 3.3 Geometria MOKE

O efeito Kerr pode ser classificado de três diferentes formas segundo a direção do campo magnético aplicado relativo ao plano de polarização, são eles:

⇒ Efeito Kerr Magneto-Óptico Polar (P-MOKE)

O campo magnético  $\mathbf{H}$  é aplicado perpendicular a amostra e está no plano de incidência da luz.

⇒ Efeito Kerr Magneto-Óptico Transversal (T-MOKE)

O campo magnético  $\mathbf{H}$  é aplicado perpendicular ao plano de incidência da luz.

⇒ Efeito Kerr Magneto-Óptico Longitudinal. (L-MOKE)

O campo magnético é aplicado paralelo ao plano da amostra e está contido no plano de

incidência da luz.

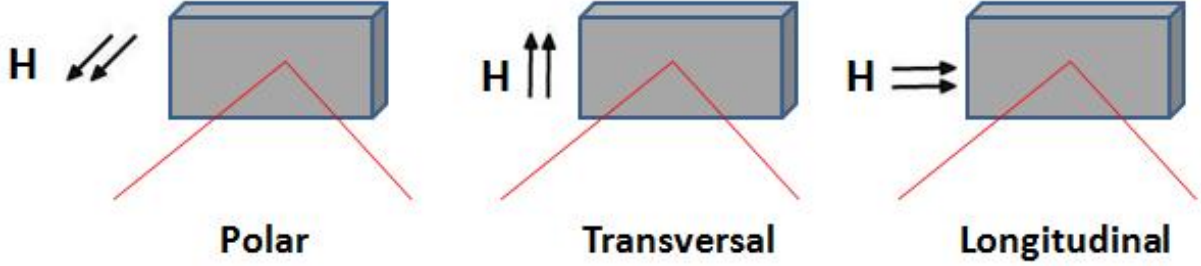


Figura 3.2: Geometria MOKE quanto à direção do campo magnético aplicado na amostra.

### 3.4 Estados de Polarização

Uma vez que o MOKE se caracteriza pela mudança na polarização da luz de linear para elíptica, vamos deduzir a partir das equações de Maxwell o comportamento do campo magnético e principalmente do campo elétrico de uma onda eletromagnética que incide num material magnético. As equações podem ser encontradas em livros de eletromagnetismo e óptica e na referência [17]. Sejam as equações de Maxwell dadas por

$$\vec{\nabla} \times E = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \times H = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (3.4)$$

Encontramos a equação de onda aplicando o rotacional em ambos os lados de 3.1.

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial(\vec{\nabla} \times \vec{H})}{\partial t} \quad (3.5)$$

$$\nabla^2 \vec{E} = \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (3.6)$$

Onde foi usada a relação

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \quad (3.7)$$

e a equação 3.3.

O mesmo pode ser feito para o campo H a partir da equação 3.2, encontramos:

$$\nabla^2 \vec{H} = \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (3.8)$$

Logo, as equações 3.6 e 3.8 têm a forma de uma equação de onda que podem ter como solução

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{i \cdot (\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega \cdot t)} \quad (3.9)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \cdot e^{i \cdot (\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega \cdot t)} \quad (3.10)$$

onde  $\vec{E}_0$  e  $\vec{H}_0$  são as amplitudes dos campos elétrico e magnético, respectivamente.

### 3.4.1 Polarização Linear

A partir daqui faremos à descrição do comportamento do campo elétrico antes de incidir na amostra e após a reflexão da luz. Os efeitos de polarização da luz estão associados com a vibração do campo elétrico da onda eletromagnética. Desta forma, quando o campo elétrico de uma onda oscila ao longo de uma única direção fixa no espaço, diz-se que ela está linearmente polarizada. No experimento que vamos descrever mais adiante a luz é linearmente polarizada por um polarizador que é um dos componentes ópticos que compõe a montagem experimental (MOKE), os outros componentes ópticos serão tratados nas seções posteriores. Da equação 3.9 e considerando que o eixo de transmissão

do polarizador define a direção do vetor campo elétrico para uma onda que é descrita com pouca ou nenhuma perda [18], podemos através da figura 3.3 analisar a transmissão do vetor campo elétrico ao ser polarizado.

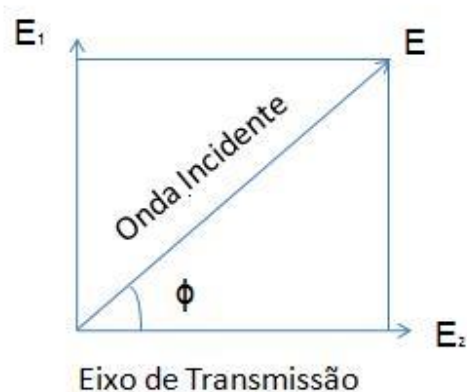


Figura 3.3: Análise da passagem da luz por um polarizador ideal.

Pela figura 3.3 nota-se que a componente do campo elétrico da onda incidente faz um ângulo  $\phi$  com o eixo de transmissão do polarizador, considerado linear com magnitude do campo elétrico transmitido dado por:

$$E = E_0 \cos \phi \quad (3.11)$$

A intensidade da luz transmitida  $I_2$  é:

$$I_2 = I_0 \cos^2 \phi \quad (3.12)$$

Onde  $I_0$  é a intensidade inicial da luz que sai do laser. Do ponto de vista experimental a equação 3.12 é importante pois mostra a intensidade da luz que incide na amostra. Voltaremos a comentar essa equação quando descrevermos a montagem experimental.

### 3.4.2 Polarização Elíptica

Por outro lado, quando o campo elétrico (e conseqüentemente o magnético) apresenta uma amplitude constante, mas gira ao redor da direção de propagação de maneira que o extremo do vetor campo elétrico descreve um círculo, diz-se que a onda está circularmente polarizada. A polarização elíptica é um caso mais geral entre as duas anteriores, onde o vetor campo elétrico descreve uma elipse ao longo da direção de propagação da onda.

Seja uma onda eletromagnética polarizada na direção  $\hat{i}$  e outra na direção  $\hat{j}$ , temos as componentes dos campo elétrico

$$\vec{E}_1 = E_{0x} \cos(kz - wt) \hat{i} \quad (3.13)$$

$$\vec{E}_2 = E_{0y} \sin(kz - wt) \hat{j} \quad (3.14)$$

que estão defasadas por  $\frac{\pi}{2}$ .

$$\frac{E_1^2}{E_{0x}^2} = \cos^2(kz - wt) \quad (3.15)$$

$$\frac{E_2^2}{E_{0y}^2} = \sin^2(kz - wt) \quad (3.16)$$

A soma das duas equações acima resultam na equação que descreve uma elipse, que se forma da reflexão da luz pela superfície da amostra.

$$\frac{E_1^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_2^2}{E_{0y}^2} = 1 \quad (3.17)$$

### 3.4.3 Sinal MOKE

A rotação da polarização da luz refletida pela superfície magnética é proporcional à magnetização e por isso a sua detecção é importante para análise do comportamento magnético da amostra. Faremos agora a análise do sinal detectado para a geometria (L-MOKE) que

é a utilizada nos experimentos. A descrição experimental feita aqui é sensível a magnetização longitudinal paralela ao plano da amostra e contida no plano de polarização da luz.

A amplitude dos vetores refletidos pela amostra através de um diagrama mostrado na figura 3.4 nos possibilita identificar a intensidade da luz refletida.

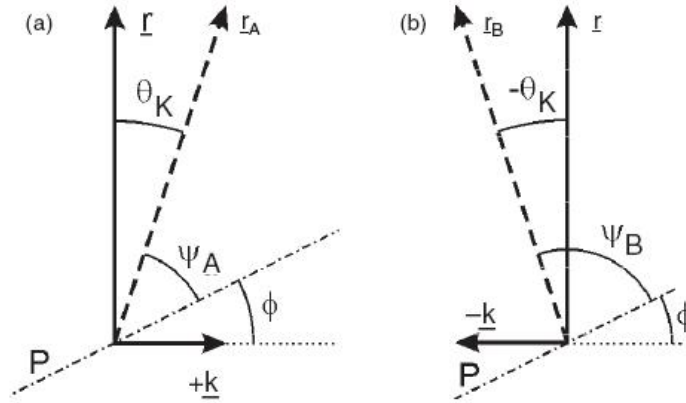


Figura 3.4: Diagrama mostrando as amplitudes dos vetores polarizados da luz refletida da amostra para valores de magnetização opostos.  $\underline{r}$  representa a reflexão inicial,  $\underline{k}$  a reflexão Kerr e (a)  $\underline{r}_A$  e (b)  $\underline{r}_B$  as amplitudes de reflexão do vetor  $\underline{r}$ . Magneto Optical Kerr analysis of magnetic nanostructures. D A Allwood, Gang Xiong, M D Cooke and R P Cowburn, et al 2003 J.Phys.D: Appl. Phys. **36** 2175.

A luz refletida independente da magnetização da amostra é representada por  $\underline{r}$  na direção de polarização da luz incidente e o vetor Kerr é representado por  $\underline{k}$ . O vetor  $\underline{k}$  é dependente da magnetização que para valores positivos e negativos da magnetização através da aplicação de um campo magnético externo tem a sensibilidade máxima do MOKE. O ângulo  $\theta_k$  refere-se a rotação Kerr. Após refletida, o elemento óptico o qual a luz passa é o analisador girado de um ângulo  $\phi$ . As amplitudes são dadas por, [19]:

$$t_a = r_a \cdot \cos\psi \quad (3.18)$$

$$t_a = r_a \cos(90^\circ - \theta_k - \phi) \quad (3.19)$$

$$t_a = r_a \sin(\phi + \theta_k) \quad (3.20)$$



$$t_b = r_b \text{sen}(\phi - \theta_K) \quad (3.21)$$

As equações acima são as amplitudes ópticas que atravessam o analisador após a luz ser refletida pela mostra. O analisador é o componente óptico do qual a luz passa depois da reflexão. Os índices a e b indicam os sentidos positivo e negativo da magnetização. As intensidades transmitidas através do analisador são:

$$I_a = I_0 \text{sen}^2(\phi + \theta_k) \quad (3.22)$$

$$I_b = I_0 \text{sen}^2(\phi - \theta_k) \quad (3.23)$$

O entendimento da dinâmica do sinal Kerr é importante, uma vez que a relação sinal/ruído da detecção experimental altera as medidas. Para isso vamos tomar o valor médio da intensidade para magnetização com sinais opostos.

$$\bar{I} = \frac{I_a + I_b}{2} \quad (3.24)$$

$$\bar{I} = \frac{I_0}{2} (1 - \cos 2\phi \cdot \cos 2\theta_k) \quad (3.25)$$

$$\bar{I} \approx I_0 \text{sen}^2 \phi \quad (3.26)$$

Onde usamos o fato de  $\theta_k$  ser muito pequeno e a relação trigonométrica:

$$\cos 2\phi = 1 - 2\text{sen}^2 \phi \quad (3.27)$$

As intensidades que atravessam o analisador são proporcionais ao ângulo  $\phi$  do analisador e a diferença na intensidade da luz é dada por:

$$\Delta I = I_b - I_a \quad (3.28)$$

$$\Delta I = I_0 \text{sen} 2\phi \cdot \text{sen} 2\theta_k \quad (3.29)$$

A fração do sinal  $\frac{\Delta I}{\bar{I}}$  é definida como a razão entre a diferença entre as intensidades que são refletidas pela média das intensidades também refletidas pela amostra:

$$\frac{\Delta I}{\bar{I}} = \frac{2\text{sen}2\phi.\text{sen}2\theta_k}{1 - \text{cos}2\phi.\text{cos}2\theta_k} \quad (3.30)$$

Para um valor de  $\theta_k$  pequeno podemos fazer a aproximação na equação 3.30.

$$\frac{\Delta I}{\bar{I}} \approx \frac{2\text{sen}\phi.\text{sen}\theta_k}{1 - \text{cos}2\phi} \quad (3.31)$$

$$\frac{\Delta I}{\bar{I}} = \frac{2\text{sen}2\theta_k}{1 - \text{cos}2\phi} \quad (3.32)$$

Onde usamos as relações trigonométricas.

$$\text{cos}2\phi = 1 - 2\text{sen}^2\phi \quad (3.33)$$

$$\text{sen}2\phi = 2\text{sen}\phi.\text{cos}\phi \quad (3.34)$$

$$\frac{\Delta I}{\bar{I}} = \frac{2\text{sen}2\theta_k}{\text{tang}\phi} \quad (3.35)$$

$$\frac{\Delta I}{\bar{I}} \approx \frac{4\theta_k}{\text{tang}\phi} \quad (3.36)$$

No experimento existe sempre um pequeno grau de imperfeição na polarização da luz devido aos polarizadores terem uma eficiência menor que 100 por cento. A imperfeição na polarização se mostra sensível para baixas intensidades. Logo, pode se acrescentar a equação da média da intensidade uma constante de despolarização que é definida como a razão da intensidade mínima que passa pelo analisador e a intensidade inicial.

$$\gamma_D = \frac{I_{min}}{I_0} \quad (3.37)$$

$$\bar{I} = \frac{I_0}{2} \cdot (1 - \text{cos}2\phi.\text{cos}2\theta_k + 2.\gamma_D) \quad (3.38)$$

$$\frac{\Delta I}{\bar{I}} \approx \frac{2.\theta_k.\text{sen}2\phi}{\text{sen}^2\phi + \gamma_D} \quad (3.39)$$

Derivando a equação 3.39 em ambos os lados com respeito a  $\phi$  e assumindo um ângulo do analisador pequeno, encontramos uma equação que relaciona o valor máximo do ângulo do analisador com a constante de despolarização e a fração do sinal MOKE máximo.

$$\gamma_D = \phi_{max} \quad (3.40)$$

$$\left(\frac{\Delta I}{\bar{I}}\right)_{max} = \frac{2 \cdot \theta_k}{\phi_{max}^2} \quad (3.41)$$

Como a rotação Kerr é proporcional a magnetização, podemos determinar o valor da rotação  $\theta_K$  a partir da relação acima por medidas de curvas de histereses feitas para diferentes ângulos do analisador. Daí encontramos o valor para  $\theta_k$ . Na figura 3.5, uma curva do Sinal MOKE em função do ângulo  $\phi$  do analisador é mostrada. O valor máximo é para  $5^\circ$ . As medidas foram feitas em filme de Co/Pt 6 bicamadas 0,6nm Co/2.0 nm Pt. A figura 3.6 mostra a curva de histerese obtida para o ângulo de analisador em  $5^\circ$ . O campo magnético de 100 Oe foi suficiente para saturar a amostra. Para esse ângulo a magnitude do sinal possibilitou uma boa medida das curvas de histerese para essa amostra. Outros ângulos como o de  $3^\circ$ ,  $4^\circ$ , e  $6^\circ$  também forneceram uma boa relação sinal-ruído.

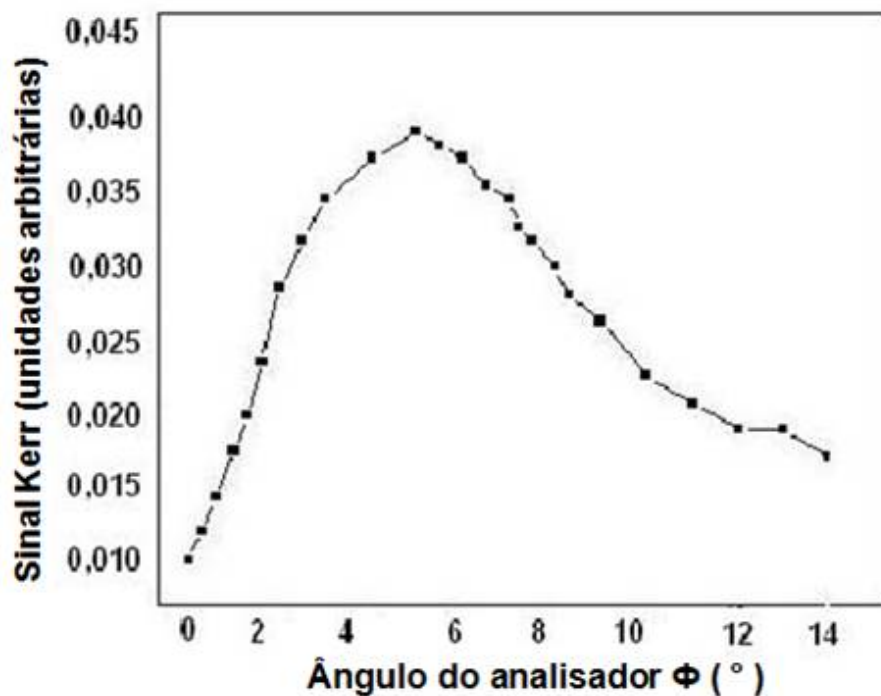


Figura 3.5: Sinal MOKE em função do Ângulo  $\phi$  do analisador para amostra de Co/Pt 6 bicamadas 0,6nm Co/2.0 nm Pt .

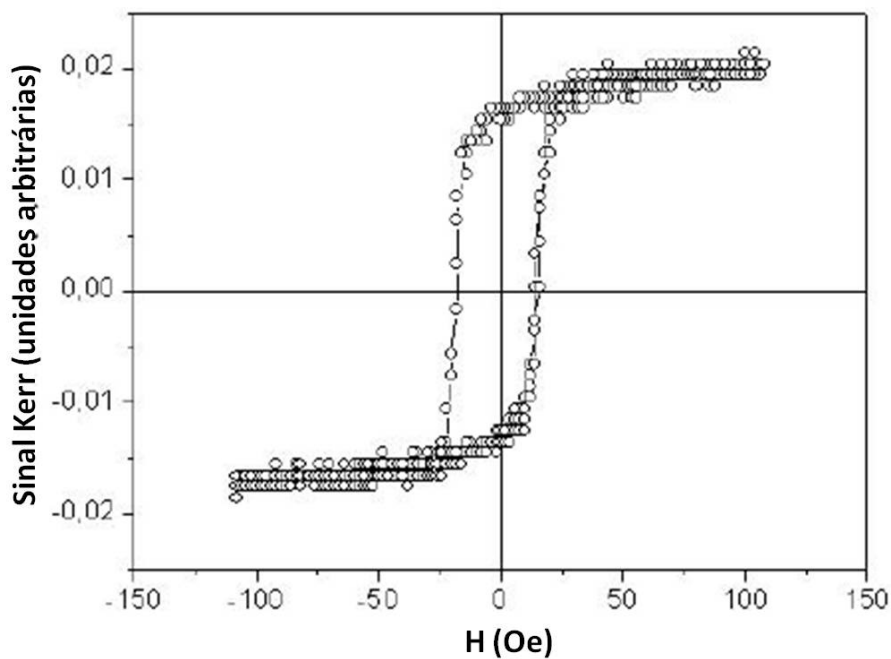


Figura 3.6: Curva de histerese para filme de Co/Pt feita para um ângulo do analisador em  $5^\circ$ .

# Capítulo 4

## Instrumentação

Neste capítulo é feita uma descrição das medidas MOKE dos discos de Permalloy baseada no modo de detecção diferencial. A geometria utilizada para as medidas de curvas de histerese foi a longitudinal (L-MOKE). Descrevemos ainda a microscopia de força magnética (MFM) diferenciando os seus modos de operação e discutindo o método usado nas medidas dos microdiscos.

### 4.1 Descrição Experimental do sistema de medidas magneto-ópticas

Diferentes técnicas de detecção do sinal Kerr são utilizadas para melhorar a relação sinal-ruído das medidas. Uma dessas técnicas consiste na detecção diferencial onde dois detectores são usados como mostra a figura 4.1 . Os componentes ópticos que compõem o experimento são o laser, um espelho semirefletor  $E$ , os polarizadores  $P_1$  e  $P_2$  que fixam a direção de oscilação do campo elétrico, analisadores  $A_1$  e  $A_2$  responsáveis pelo ajuste do sinal da luz variando o ângulo de polarização, dois detectores  $D_1$  que recebe o sinal da luz que incide na amostra e  $D_2$  que recebe o sinal da luz que não incide na amostra. Ainda usamos uma lente para focalizar o feixe de luz no detector  $D_1$  e um espelho  $E'$  para direcionar o feixe para o analisador  $A_1$ . Vamos descrever como é feito o experimento

dando os detalhes mais relevantes no processo de medida.

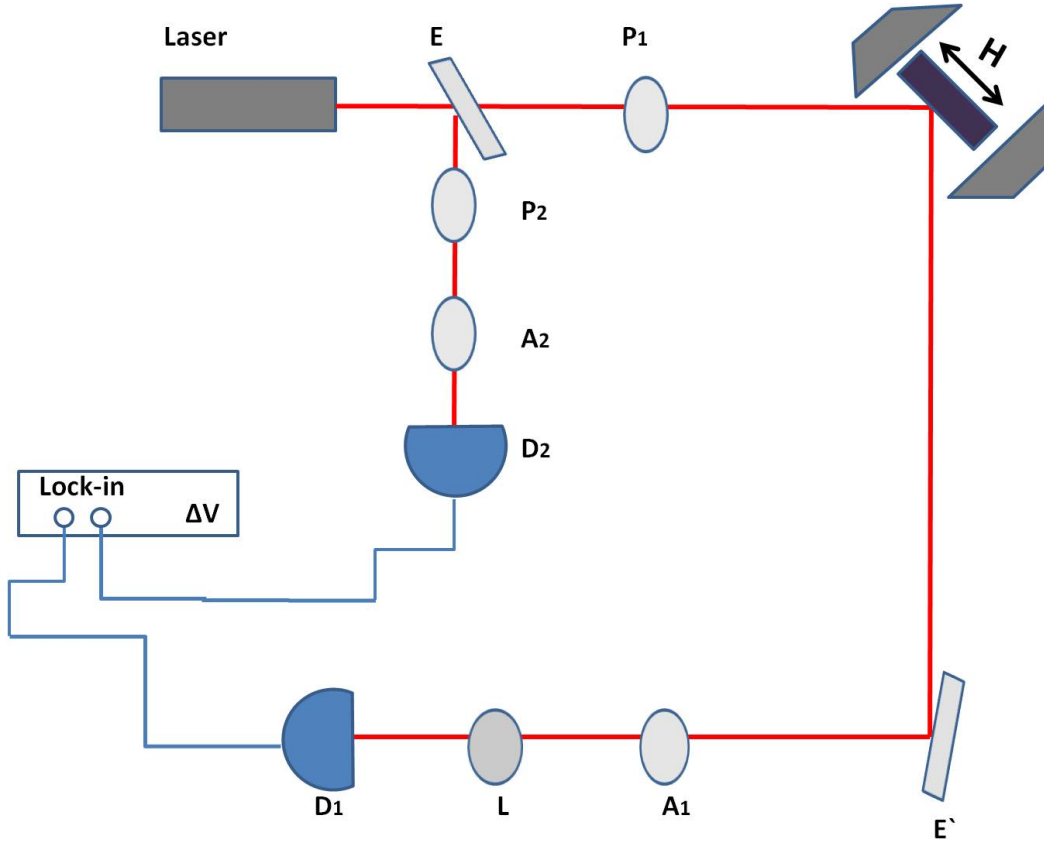


Figura 4.1: Montagem Kerr usando dois detectores. O modo de detecção diferencial permite uma melhor relação sinal ruído relevante para diâmica do sinal Kerr.

O feixe de luz é produzido por um laser de Diodo de comprimento de onda de 638 nm e potência de 10 mW e é dividido por um espelho semirefletor E que permite que parte da luz seja refletida e parte da luz seja transmitida. Portanto, seja  $I_0$  a intensidade inicial emitida pelo laser, a intensidade da luz que chega no detector  $D_2$  quando o feixe é refletido pelo espelho semirefletor é dada por:

$$I_1 = \frac{I_0}{2} \quad (4.1)$$

$I_1$  é a intensidade no detector  $D_2$  e não carrega nenhuma informação da amostra. O outro feixe que é transmitido pelo espelho semirefletor passa pelo polarizador  $P_1$  e incide na amostra. Após a reflexão, passa por um analisador  $A_1$  e chega no detector  $D_1$ . Esse

feixe tem uma intensidade  $\frac{I_0}{2}$  e contém ainda uma pequena parcela de intensidade  $I$  (M) proporcional à magnetização da amostra.

Sem aplicação de campo externo o lock-in faz a diferença do sinal e o resultado é nulo. Isso é possível com o uso de um polarizador que fica entre o detector  $D_2$  e o espelho que divide o feixe, variando o ângulo de polarização da luz, de forma que os dois detectores tenham a mesma intensidade de luz. Esse polarizador  $P_2$  é controlado por um motor que o gira até que o detector  $D_1$  receba a mesma intensidade do detector  $D_2$ . Observe, também, que além do polarizador  $P_2$  a montagem contém um analisador  $A_2$  referentes ao laser que não será refletido pela amostra e uma lente L que faz com que o feixe refletido pela amostra seja focalizado no detector  $D_1$ . Os sinais luminosos que chegam nos detectores  $D_1$  e  $D_2$  são convertidos em sinais elétricos.

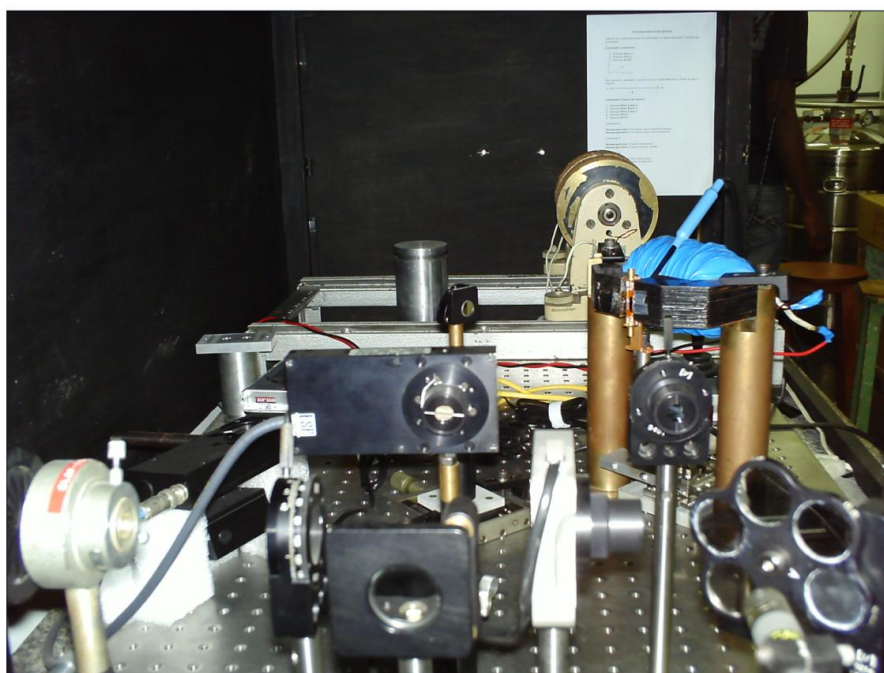


Figura 4.2: Foto da montagem experimental MOKE.

Quando o campo magnético externo é aplicado na amostra o sinal no detector  $D_1$  varia de intensidade e como o Lock-in toma a diferença  $\Delta V = \Delta V_1 - \Delta V_2$  do sinal nos detectores, essa variação do sinal Kerr com o campo magnético aplicado é predominante o que fornece uma boa relação sinal-ruído. Note que, o sinal  $\Delta V_2$  do detector  $D_2$  funciona como referência para o sinal do detector  $D_1$  pois o sinal  $\Delta V_2$  não muda quando o campo

magnético é aplicado na amostra. Entre a amostra e o eletroímã, gerador do campo, um sensor a efeito Hall mede os valores do campo efetivo que é aplicado na amostra. A bobina aplica campos magnéticos até aproximadamente 1000 Oe, no entanto para as medidas dos microdiscos foi necessário valores de campo magnético bem menores.

Modulamos o laser pelo próprio lock-in que usa uma onda senoidal de frequência interna de 1kHz como referência funcionando como um gerador. Dessa forma não precisamos modular o laser por um aparelho externo. A sensibilidade usada na detecção do sinal no lock-in foi de  $5\mu\text{V}$  e a constante de tempo de 10 milissegundos. O sinal dos detectores é enviado ao lock-in onde o sinal é amplificado e segue para o osciloscópio onde pode ser visualizado e manipulado. No osciloscópio é feita uma média dos pontos da curva para filtrar os ruídos existentes na medida. O osciloscópio envia os sinais para o computador por meio de uma interface GPIB e os dados são ajustados no programa LabVIEW onde é possível adquirir a curva de histerese.

## 4.2 Microscopia de Força Magnética

A invenção do microscópio de tunelamento (STM) proporcionou a criação de uma grande variedade de técnicas de microscopia por varredura de sonda como a Microscopia de Força Atômica (AFM), Microscopia de Força Magnética (MFM), Microscopia de Força Elétrica (MFE) entre outras. Hoje técnicas de microscopia de Força Atômica e Magnética possibilitam não só visualizar a superfície do material, mas também medir e manipular átomos e moléculas. Muitos resultados interessantes têm sido observados por efeito túnel (Scanning Tunneling Microscope, STM) e MFM e AFM. Imagens de filmes finos, nanofios, e microdiscos têm sido obtidas com o uso da microscopia de varredura. Vamos abordar a técnica de microscopia de força atômica e principalmente magnética usada na obtenção de imagens dos microdiscos.

---



### 4.2.1 Microscopia de Força Atômica

A técnica de microscopia de força atômica **AFM** é utilizada para obtenção de imagens topográficas da superfície do material desejado. O **AFM** é baseado em uma ponta montada em uma haste (cantilever) com dimensões de micrometros. A ponta varre a superfície do material e da interação ponta-superfície surgem forças de origem interatômicas como a de van der Waals. O entendimento desse microscópio serve como base para entendermos o microscópio de força magnética. As forças entre a ponta e amostra repelem ou atraem a ponta e como consequência ocorre a deflexão da haste. A figura (4.3) mostra como é o funcionamento de um AFM.

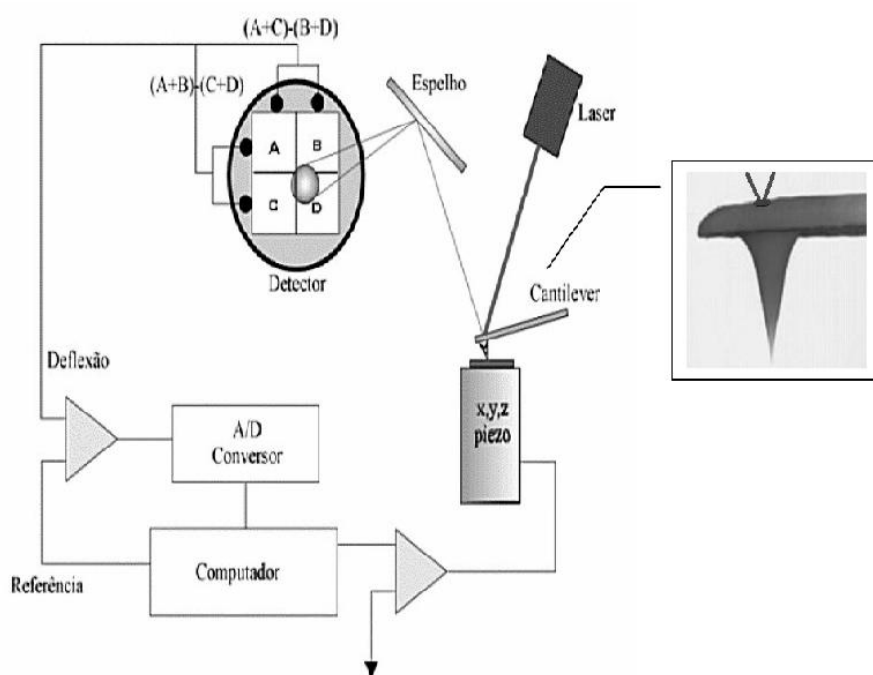


Figura 4.3: Esquema de funcionamento de um AFM com detalhe no modo de detecção da reflexão do laser pela haste.

Um feixe de laser incide sobre a ponta da haste e é refletido, permitindo medir a sua posição através de um detector sensível à posição do feixe, geralmente um detector de quatro quadrantes baseado em fotodiodos. A saída do laser é direcionada a um computador para processar os dados que permitem a resolução da imagem topográfica da superfície, podendo se atingir a resolução atômica, principalmente quando se trabalha

com alto vácuo e baixas temperaturas. A haste pode vibrar durante a varredura em modos diferentes, são eles: o modo contato e não contato ou ainda em semi-contato.

### ⇒ **Modo Contato**

Neste modo, a ponta varre a amostra em contato suave com a superfície. Por isso, esse modo não é adequado para filmes finos e sim para amostras mais rígidas para que a superfície não seja danificada. Durante a varredura a força exercida pela haste sobre a amostra é mantida constante por um mecanismo de realimentação.

### ⇒ **Modo não-contato e semi-contato**

No modo não-contato é utilizado uma haste bem mais rígida do que no modo de contato e a haste oscila sobre a amostra sem tocá-la. Dessa forma não há contaminação da ponta por material retirado da amostra. Pelo fato da ponta nesse modo estar a uma altura maior em relação a superfície da amostra, as forças de interação diminuem e as imagens contém menos detalhes. No modo semi-contato, a ponta oscila em ressonância a uma altura entre os outros dois modos, podendo eventualmente tocar a amostra. Esse modo semi-contato foi utilizado nas medidas dos microdiscos neste trabalho.

## 4.2.2 MFM-Modelagem e Operação

O microscópio de força magnética é uma variação do **AFM**. A diferença está na ponta que é coberta por uma camada ferromagnética e previamente magnetizada, permitindo uma interação magnética entre a ponta e a superfície. O **MFM** pode dar informações da topografia e da magnetização da superfície da amostra. O funcionamento do **MFM** segue o mesmo princípio do **AFM**. À figura 4.4 mostra o microscópio de força magnética de fabricação russa do modelo tipo NT-MDT que permite aplicar campo magnético estático durante a medida que foi utilizado nas medidas dos microdiscos.

Com **MFM** a uma distância entre 10 a 100 nanômetros é possível perceber a interação magnética entre a ponta e a superfície da amostra. Vantagens desta técnica incluem alta resolução espacial pois permite estudar materiais em escala nanoscópica e vantagem operacional por ser um sistema totalmente integrado não sendo preciso fazer nenhuma mon-

---



Figura 4.4: Foto de um AFM que também é usado como MFM onde foram realizadas as medidas.

tagem de aparelhos externos. A desvantagem tem sido a dificuldade de extrair informações quantitativas embora a complexidade da interação entre ponta e superfície da amostra seja um tema de muita investigação nos últimos anos. Dois modos de operação podem ser usados em **MFM**, o primeiro a força e a deflexão da haste é constante. O segundo e usado neste trabalho, a haste é excitada com uma frequência perto de sua ressonância e é detectado alterações de amplitude e fase quando a ponta varre a amostra.

Já foi descrito nas seções anteriores que resultado da interação ponta e superfície surgem diferentes forças do tipo atômica e magnética. As forças atômicas são de curto alcance como no caso da energia de interação de van der Waalls que entre pontos de dipolos induzidos que caem com  $1/r^6$ , enquanto as forças magnéticas são de longo alcance pois a interação entre dipolos permanentes cai com  $1/r^3$  [20]. Para a interação magnética ser predominante, a ponta têm que estar a uma distância  $\Delta z$  da superfície. Na prática essa

distância costuma ser entre 10 a 100nm.

A construção de imagens usando **MF**M, segue um padrão de forma a obter imagens com maior grau de detalhes possível. O primeiro passo é medir a topografia da superfície e selecionar áreas sem sujeiras ou defeitos, assim, uma boa topografia é um bom indício para obter uma boa imagem da magnetização do material. O sinal magnético é medido em uma segunda passada onde um valor de altura entre a ponta e a superfície pode ser selecionado. Para maiores alturas, a interação entre a superfície e a ponta diminui e, por consequência, a perturbação produzido pelo campo da amostra, no entanto, isso leva a sinais de baixa resolução [21]. Uma distinção de natureza instrumental é relevante pois separa modos de operação onde a ponta sofre uma oscilação forçada ou não. Dois modos de operação possuem valores da força magnética de ordem diferente. Vamos analisar cada um desses modos e verificar qual é o mais vantajoso para as medidas.

### 4.2.3 Modo Estático

A força na haste é medida por deflexões instantâneas e a força magnética na ponta é o gradiente da energia de interação magnetostática dada por,

$$E_{int} = -\mu_0 \int \int \int_p \vec{M}_p \cdot \vec{H}_a = -\mu_0 \int \int \int_a \vec{M}_a \cdot \vec{H}_p \quad (4.2)$$

onde  $\vec{M}_p$ ,  $\vec{H}_a$ ,  $\vec{M}_a$  e  $\vec{H}_p$  são a magnetização da ponta, o campo magnético da amostra, a magnetização da amostra, e o campo magnético da ponta, respectivamente.

As duas formulações acima são equivalentes, com a força dada por

$$F_{int} = -\frac{\partial E_i}{\partial x_i} \quad (4.3)$$

$$F_{int} = \mu_0 \int \int \int_p \frac{\vec{M}_p \cdot \partial \vec{H}_a}{\partial x_i} = \mu_0 \int \int \int_a \frac{\vec{M}_a \cdot \partial \vec{H}_p}{\partial x_i} \quad (4.4)$$

A relação acima mostra que pontas magnetizadas em diferentes direções serão sensíveis as componentes correspondentes do campo magnético da amostra naquela direção. Devido à forma da ponta, o momento magnético é mais forte e estável para a magnetização axial e as pontas são frequentemente magnetizadas ao longo de seus eixos. O valor da força magnética no modo estático para uma constante de mola  $K = 1Nm^{-1}$  é da ordem de  $10^{-11}N$  em baixa temperatura.

#### 4.2.4 Modo Dinâmico AC

Neste modo a haste vibra perto da sua frequência de ressonância e pode ser entendida como um oscilador harmônico, com fator de qualidade  $Q$  e constante de mola  $k$ , dando resposta a oscilações forçadas de amplitude  $A_f$  e frequência angular  $\omega_f$ . Aqui  $A_f$  e  $\omega_f$  são as amplitudes e frequências fixas quando a haste é posta para vibrar.

A posição vertical da ponta pode ser escrita como,

$$Z = A \cos(\omega_f t + \phi) \quad (4.5)$$

e a amplitude é escrita em termos da amplitude  $A_f$  e frequência  $\omega_f$  fixa e a frequência de ressonância  $\omega_r$ .

$$A = \frac{A_d \omega_r^2}{\sqrt{(\omega_r^2 - \omega_f^2)^2 + \left(\frac{\omega_r \omega_d}{Q}\right)^2}} \quad (4.6)$$

A fase é dada por

$$\phi = \arctan\left(\frac{\omega_r \omega_f}{Q(\omega_r^2 - \omega_f^2)}\right) \quad (4.7)$$

O modo dinâmico foi o utilizado na obtenção das imagens desse trabalho. O fator de qualidade  $Q$  é um parâmetro de grande importância para que a imagem venha a ser feita com nitidez. O fator de qualidade é a razão da energia armazenada na haste e a energia

perdida por ciclo, quanto maior a energia armazenada para um determinado valor de energia perdida por ciclo mais alto o valor de Q [22]. Nas medidas o fator de qualidade ficou em torno de 150 e 300, um valor acima de 100 é o que se deve ter para obtenção de boas imagens.

Como foi dito acima a haste nesse regime pode ser interpretada como um oscilador harmônico, pois é posta a vibrar próxima da sua frequência de ressonância. Assim para uma aproximação de primeira ordem a frequência de ressonância é dada por [23],

$$\omega_r = \sqrt{\frac{k_{ef}}{m}} \quad (4.8)$$

onde  $m$  e  $k_{ef}$  representam a massa e a constante de mola efetivas para o sistema ponta + haste. Essa constante de mola efetiva pode ser dividida em duas componentes

$$k_{ef} = k - \frac{\partial F}{\partial z} \quad (4.9)$$

onde  $k$  representa a constante de mola que vem a ser a haste, e a derivada da força com respeito a distância  $z$  entre a ponta e amostra pode ser tratada como uma constante de mola. Quando a ponta se aproxima da amostra a derivada varia porque a distância entre a ponta e a superfície da amostra diminui. O gradiente de força é detectado pela variação de amplitude ou fase da vibração da haste. Assim o gradiente de força devido a aproximação muda a frequência de ressonância para:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{1}{m} \left( k - \frac{\partial F}{\partial z} \right)} \quad (4.10)$$

$$\omega_r = \sqrt{\frac{k}{m} \left( 1 - \frac{1}{k} \frac{\partial F}{\partial z} \right)} \quad (4.11)$$

$$\omega_r = \omega_0 \sqrt{\left( 1 - \frac{1}{k} \frac{\partial F}{\partial z} \right)} \quad (4.12)$$

A equação 4.12, fornece a frequência de ressonância da haste em termos da frequência de oscilação livre  $\omega_0$  que não possui nenhuma interação ponta + amostra. A figura (4.5) mostra um esquema ilustrando as diferentes contribuições para a constante de mola efetiva. A derivada da força com respeito à altura  $z$  funciona como uma constante aditiva no processo de interação. Para um valor de constante de mola  $10^{-6} Nm^{-1}$  a força nesse modo é cerca de  $10^{-14} N$ . Por isso, é mais vantagem usar o MFM no modo AC pois consegue uma interação maior entre a ponta e a superfície detectando forças de ordem menor que as detectadas no modo estático.

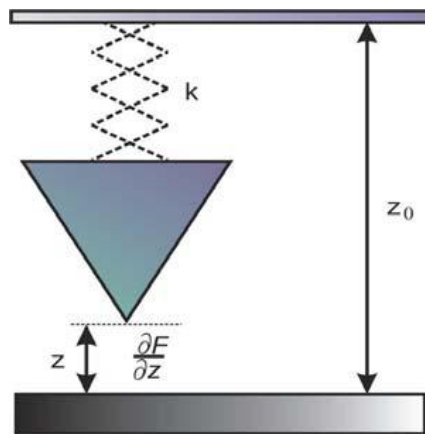


Figura 4.5: Esquema da interação entre a ponta e amostra, com a constante de mola  $k$  e a derivada da força. Note que a derivada varia com a aproximação da ponta a superfície da amostra





# Capítulo 5

## Resultados

Neste capítulo nós apresentamos os resultados obtidos ao longo do trabalho. As medidas foram feitas em microdiscos de Permalloy uma liga de ( $Ni_{80}Fe_{20}$ ) com o diâmetro variando entre 2 a 10 micrometros e espessura de 20 nanometros. Os microdiscos foram produzidos por técnica de litografia óptica e a deposição do filme de permalloy foi feita por Sputtering. Os detalhes das técnicas e dos métodos utilizados para obtenção das curvas de histerese e das imagens de topografia e da magnética dos discos são tratados aqui. O comportamento do núcleo do vórtice nos discos por aplicação de campo magnético externo com o uso de **MFM** revela o deslocamento do núcleo e o campo onde este é aniquilado. Com isso é possível o controle do campo de aniquilação do núcleo no microdisco em função do diâmetro. O deslocamento do núcleo do vórtice para cada disco foi obtido em função do campo magnético externo. As medidas de MFM são relacionadas com curvas de histerese típicas de microdiscos que exibem vórtices medidas por efeito Kerr magneto-óptico **MOKE** com um modo de detecção diferencial. Um diagrama, permite através das curvas de histerese, diferenciar os microdiscos que são monodomínio e os que tem vórtice em função do diâmetro do microdisco.

## 5.1 Curvas de Magnetização obtidas por MOKE

A curva de histerese contém informações sobre o comportamento magnético de um material revelando estruturas de domínios magnéticos, coercividade, magnetização de remanência e saturação magnética. A figura (5.1) mostra uma curva de histerese típica de vórtice medida por MOKE para um microdisco de  $3\mu\text{m}$  de diâmetro. Em campo magnético nulo o campo coercivo é pequeno devido ao fluxo fechado da magnetização no plano do disco. À medida que vai sendo aplicado campo magnético de valor moderado, primeiro no sentido positivo, o núcleo se movimenta para a borda do disco. Para valores mais altos o núcleo se desloca cada vez mais para borda do disco até desaparecer e nesse momento a magnetização se torna uniforme e na mesma direção e sentido. A curva mostra essa transição do deslocamento do núcleo do vórtice que se dá em cerca de 40 Oe e para valores maiores do que 40 Oe a sucessão de um vórtice para monodomínio.

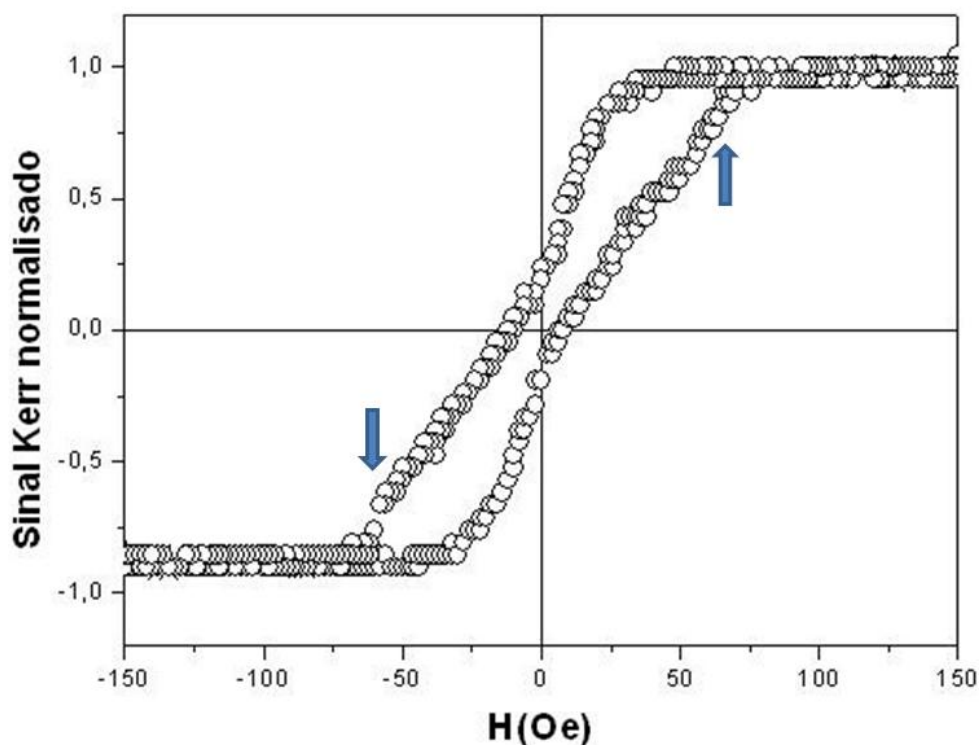


Figura 5.1: Curva de histerese para microdisco com diâmetro de 3 micrômetros. A curva é típica de um disco que apresenta uma estrutura vórtice como mostra a figura 2.10.

A curva de histerese do vórtice possui um comportamento bem peculiar. Quando o

campo magnético é reduzido de um valor de campo negativo nota-se que o material retém os momentos magnéticos no plano perto de um campo magnético próximo de zero onde ocorre a perda da magnetização característica de um fluxo fechado da magnetização. Isso é devido a minimização da energia magnetostática e da posição de equilíbrio do vórtice que ocorre em campo magnético nulo e magnetização resultante no plano do microdisco nula. Ao aumentar o valor de campo para valores positivos a magnetização no plano deixa de ser zero. A simetria circular do microdisco faz com que todas as direções de magnetização sejam geometricamente idênticas e não há configuração de anisotropia. Assim, a única anisotropia opondo-se à rotação dos momentos magnéticos numa direção diferente do campo magnético é a anisotropia magnetocristalina que é muito pequena para o Permalloy podendo ser desprezada.

O valor do campo onde o disco entra em saturação é em torno de 60 Oe. Além disso, a curva mostra uma leve discontinuidade como mostra as setas entre um valor de campo crítico onde o núcleo ainda é deslocado e a saturação magnética onde o núcleo é aniquilado. O deslocamento do núcleo do vórtice para valores negativos e a aniquilação do núcleo do vórtice é em torno de -40 Oe e -60 Oe, respectivamente. Duas conclusões podem ser tiradas dessa curva, a primeira na forma de vórtice a campo nulo e seu deslocamento para determinados valores de campo e a segunda um estado de monodomínio onde ocorre a saturação  $M_s$  da amostra.

Uma outra curva obtida por MOKE é mostrada na figura 5.2 para um disco de diâmetro  $2 \mu\text{m}$ . A curva de histerese típica de vórtice é observada para determinados valores de diâmetro e espessura. Nota-se uma simetria na curva para valores de campo magnético positivo e negativo. Para a curva de histerese do microdisco de  $2 \mu\text{m}$  se observa uma maior inclinação da curva e uma menor magnetização de remanência. As setas também evidenciam a discontinuidade do núcleo do vórtice entre o campo crítico de deslocamento e o campo de aniquilação do núcleo do vórtice.

Para discos com diâmetros maiores observamos uma característica de monodomínio em que os momentos magnéticos se alinham com o campo magnético externo. A figura (5.3) é uma curva típica de monodomínio. Nota-se uma maior magnetização de remanência

---

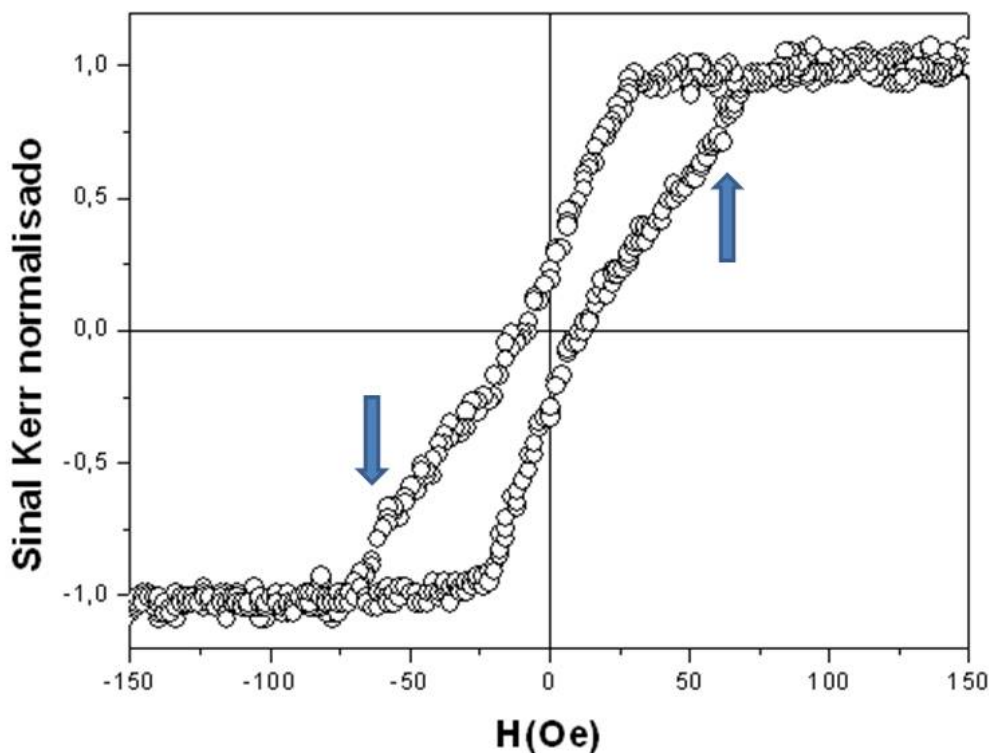


Figura 5.2: Curva de histerese obtida por MOKE, permitindo observar a formação de uma estrutura vórtice para um disco de  $2\ \mu\text{m}$  de diâmetro.

da histerese do microdisco de  $7,5\ \mu\text{m}$  em relação as curvas de histerese dos microdiscos de  $2\ \mu\text{m}$  e  $3\ \mu\text{m}$ . O custo energético para girar os momentos magnéticos em uma direção diferente do campo magnético quando o campo é reduzido da saturação é muito maior com o aumento do diâmetro. Observamos que com o aumento do diâmetro, a curva deixa de passar exatamente em campo zero aumentando assim a magnetização de remanência. Portanto, podemos analisar o comportamento de um microdisco por curvas de histerese e obter informações acerca da dependência do diâmetro quanto a formação de um vórtice. As medidas no microdisco de  $7,5\ \mu\text{m}$  foram feitas para valores de campo de cerca de 400 Oe a fim de observar se o campo magnético poderia mudar a configuração da curva em uma direção diferente do campo magnético e revelar uma curva de histerese típica de vórtice. No entanto, a saturação do microdisco se dá em valores de campo magnético bem abaixo

devido a baixa anisotropia magnetocristalina do Permalloy.

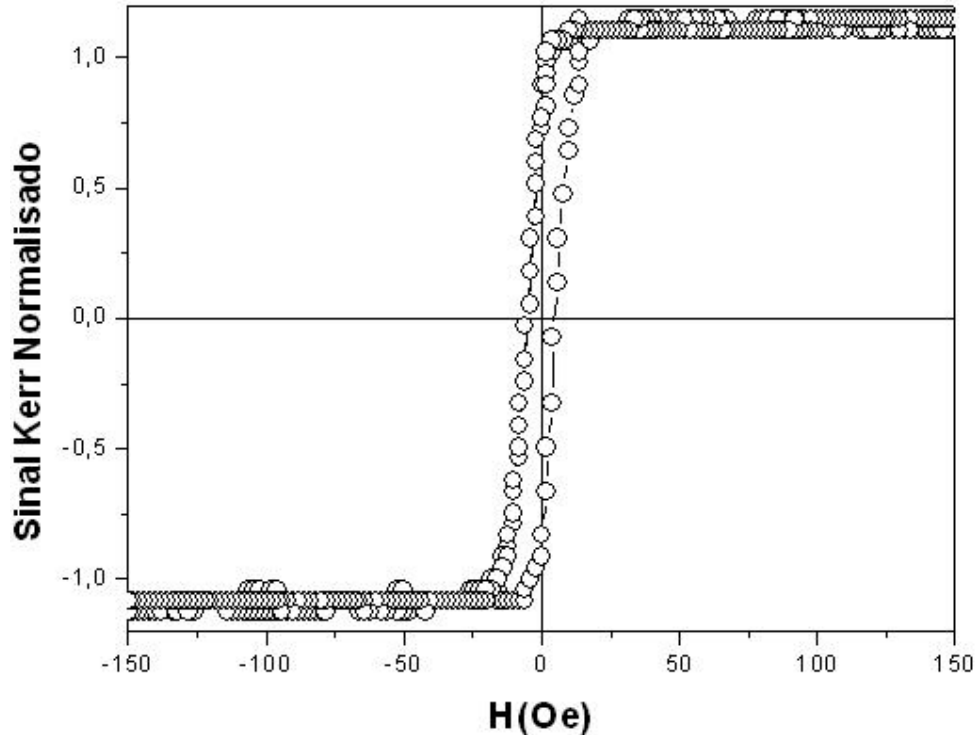


Figura 5.3: Curva de histerese obtida por MOKE para disco de  $7,5\mu\text{m}$ . Todos os pontos da curva tem a mesma configuração de alinhamento dos momentos magnéticos do disco com o campo magnético externo.

As medidas por efeito Kerr Magneto-Óptico (MOKE) tiveram uma considerável melhora quanto a relação sinal ruído possibilitando um resultado mais nítido com o uso da montagem usando dois detectores em modo diferencial. Essa montagem, se mostrou bem mais satisfatória em relação a montagem usando apenas um detector. Com apenas um detector, as curvas de histerese apresentaram muito ruído e até mesmo para alguns microdiscos não foi possível obter a curva de histerese. As curvas de histerese obtidas pelo modo diferencial revelam com clareza a magnetização do microdisco. Um importante fator para diminuir o ruído foi a escolha de um ângulo do analisador do qual o sinal pudesse ter uma maior resposta magneto-óptica, para isso, muitas medidas foram feitas para diferentes ângulos e encontramos a melhor resposta para o ângulo de 5 graus.

O diagrama da figura (5.4) mostra os discos que apresentam vórtice e os que apresentam monodomínio para diferentes diâmetros. As curvas de histerese revelam que para

diâmetros menores o disco apresentam vórtice e à medida que o diâmetro do disco cresce passa a ser monodomínio. O fator predominante para isso foi o diâmetro dos discos, já que a espessura é fixa.

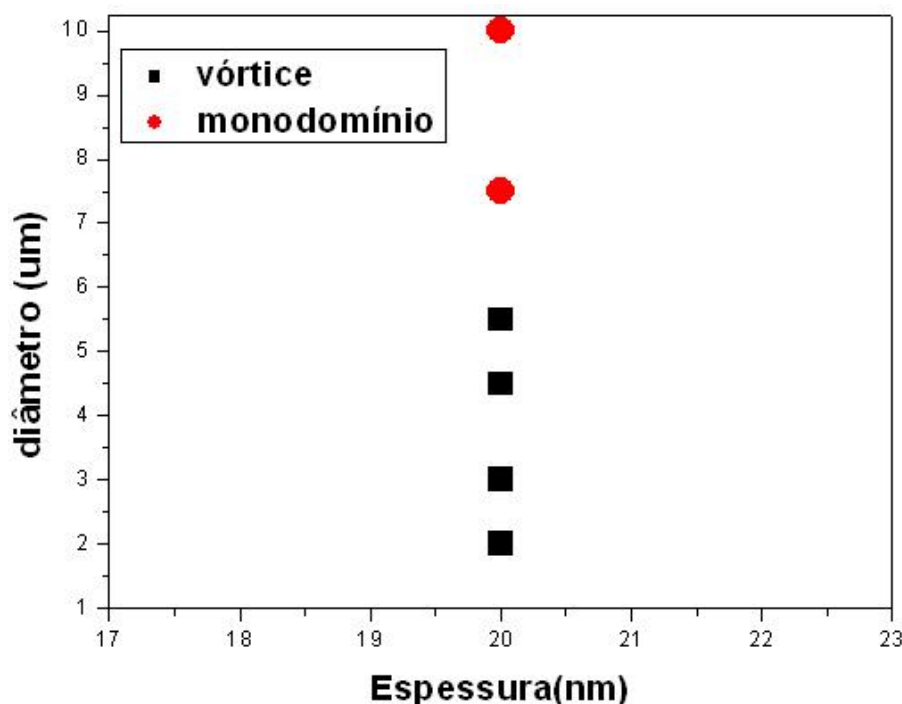


Figura 5.4: Diagrama mostrando a dependência em diâmetro para formação de um vórtice.

Medimos as curvas de histerese por MOKE para todos os discos buscando qual a dependência na formação de um vórtice ou monodomínio. Como a espessura é a mesma para todos os microdiscos, através das curvas de histerese podemos analisar qual diâmetro dos microdiscos apresentam vórtice. A figura 5.5, mostra todas as curvas de histerese obtidas por efeito Kerr magneto-óptico.

Podemos visualizar através das curvas os microdiscos que apresentam vórtice e os que apresentam monodomínio. As medidas foram feitas várias vezes afim de validar o resultado mudando o valor de campo magnético e ângulo do analisador. O uso do efeito Kerr magneto óptico na realização das medidas nos permitiu estudar o comportamento magnético da superfície dos microdiscos através de uma técnica de detecção diferencial capaz de produzir uma relação sinal-ruído com significativa melhora em relação ao uso de um detector. Uma tentativa de modulação do laser usando um modulador-fotoelástico

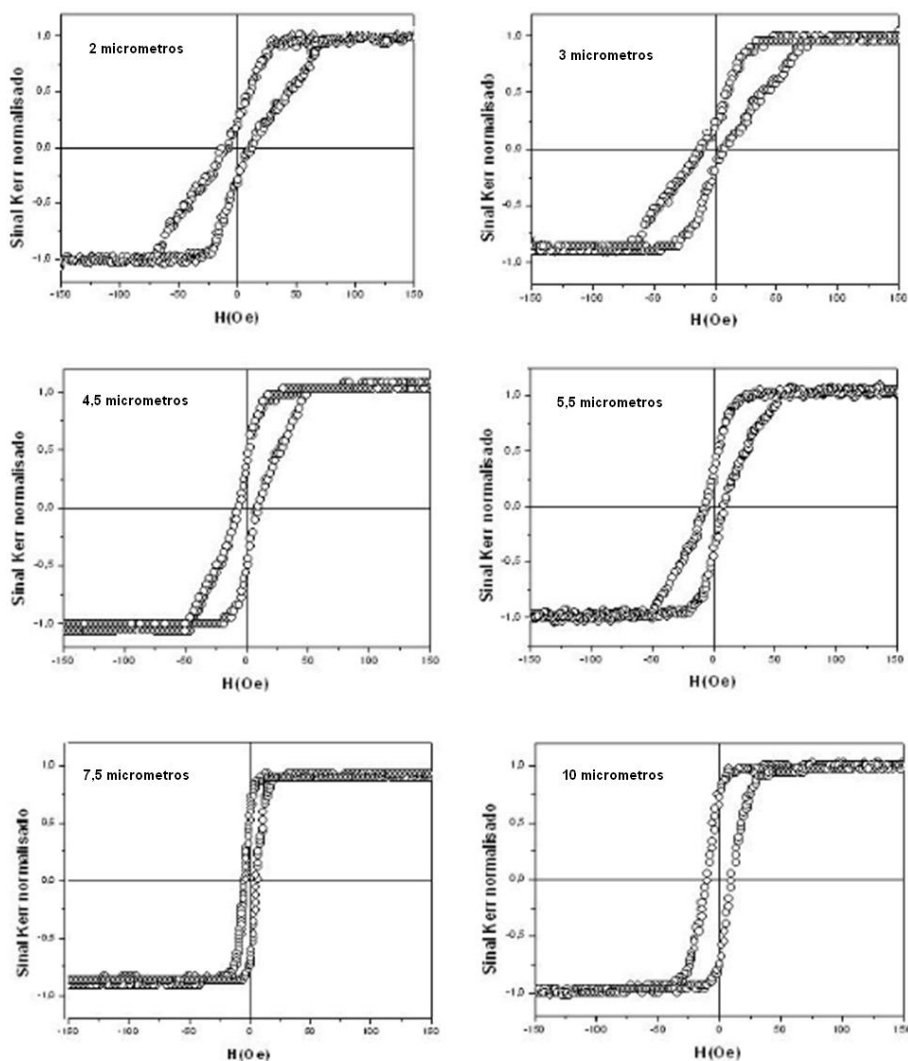


Figura 5.5: Medida de todas as curvas de histerese dos microdiscos variando entre dois e 10 micrometros.

foi utilizada com uso de um detector. As curvas de histerese apresentaram muito ruído o que apenas era resolvido fitando as curvas. Com o uso da técnica de dois detectores esse procedimento não foi necessário, o que permitiu a resposta direta das medidas.

## 5.2 Medidas obtidas por MFM

As imagens obtidas por microscopia de força magnética revelaram a topografia e a magnetização dos microdiscos. As imagens foram feitas a campo nulo e também com campo magnético aplicado no plano do disco possibilitando encontrar os valores de campo para

os quais o núcleo do vórtice é deslocado do centro e a saturação da magnetização do microdisco. A imagem de MFM foi obtida a partir de duas passagens num processo em que a ponta fica a uma altura da superfície da amostra no segundo passo. Uma imagem nítida obtida por MFM depende entre outros artifícios uma boa imagem topográfica. A figura (5.6) mostra a imagem topográfica do disco de 3 micrometros de diâmetro que poderia ser obtida apenas por AFM. Porém, como o MFM também produz uma imagem topográfica as medidas foram feitas com uma ponta magnética.

Observe que o campo magnético é aplicado em  $x$  e o deslocamento do núcleo do vórtice é em  $y$  e que o processo de obtenção das imagens é feito de baixo para cima. Entre uma imagem com os microdiscos abaixo em fila na horizontal é aplicado um certo valor de campo até se formar toda a imagem, depois, entre os microdiscos de baixo e os de cima um outro valor de campo magnético é aplicado a fim de ser mostrada a mudança na magnetização.

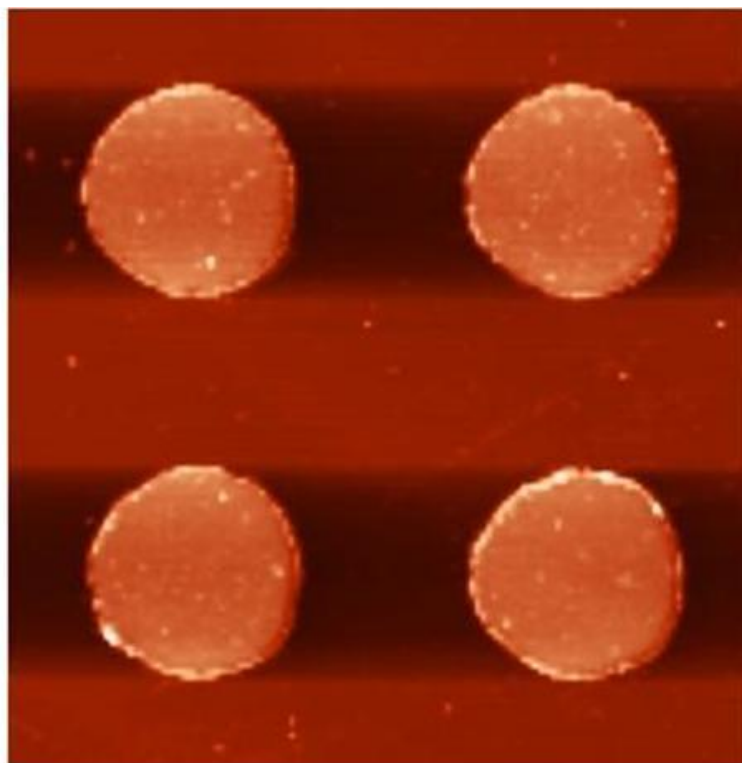


Figura 5.6: Topografia para microdisco com 3  $\mu\text{m}$  de diâmetro.

A microscopia de força magnética (MFM) foi usada neste trabalho para detectar o núcleo



do vórtice magnético bem como sua posição após campo magnético. A magnetização do núcleo é perpendicular ao plano do disco, enquanto o fluxo fechado da magnetização do resto do disco é paralela ao plano do disco. Logo, a força entre a ponta e o núcleo é diferente da força entre a ponta e a superfície. Com campo magnético aplicado no plano do microdisco podemos observar a mudança na configuração do vórtice magnético. À imagem 5.7 mostra a magnetização de um microdisco de  $3\mu\text{m}$  de diâmetro indicando a existência do núcleo do vórtice que foi obtida a uma distância de 30 nanômetros entre a ponta e a superfície do disco. A ponta usada para a medida no disco de  $3\mu\text{m}$  foi de "Low Moment" (baixo momento) feita de CoCr com frequência de ressonância em torno de 70 khz afim de diminuir a influência da ponta no processo da medida já que o núcleo é bastante sensível para ser detectado. Embora o núcleo esteja com a mesma polarização, ou seja todos orientados para cima, a aplicação de um campo magnético externo pelo MFM e o deslocamento do núcleo do centro comprova a existência de um vórtice. Vale mencionar que a frequência de ressonância da haste deve estar dentro da sua frequência de ressonância natural para que não seja forçada a oscilar em um valor de frequência muito fora do funcionamento do equipamento .

O campo magnético aplicado paralelo ao plano do disco foi de 40 Oe deslocando o núcleo do vórtice do centro do microdisco. Esse resultado vai de encontro com as medidas das curvas de histerese obtidas por MOKE. A figura (5.8) é uma curva de histerese para um disco de  $3\mu\text{m}$  de diâmetro com o detalhe da imagem de MFM com campo magnético aplicado. Os valores de campos que deslocam o núcleo do vórtice feitas por MFM e MOKE foram próximos de 60 Oe. Podemos assim, através de duas técnicas experimentais diferentes observar o comportamento do núcleo do vórtice sob ação do campo magnético.

A imagem de MFM não revelou nas primeiras medidas o núcleo no centro do disco. Diferentes pontas foram usadas para detectar o núcleo do vórtice. Um processo de aplicação de campos altos reduzindo até zero foi feito até que o núcleo surgisse no microdisco, pois assim o campo do qual o núcleo é deslocado do centro seria encontrado e o eventual campo de saturação onde o núcleo é aniquilado. Medidas com campo de 300, 200, 100 e 50 Oe para valores positivos e negativos foram feitas para mostrar a saturação da magnetização

---

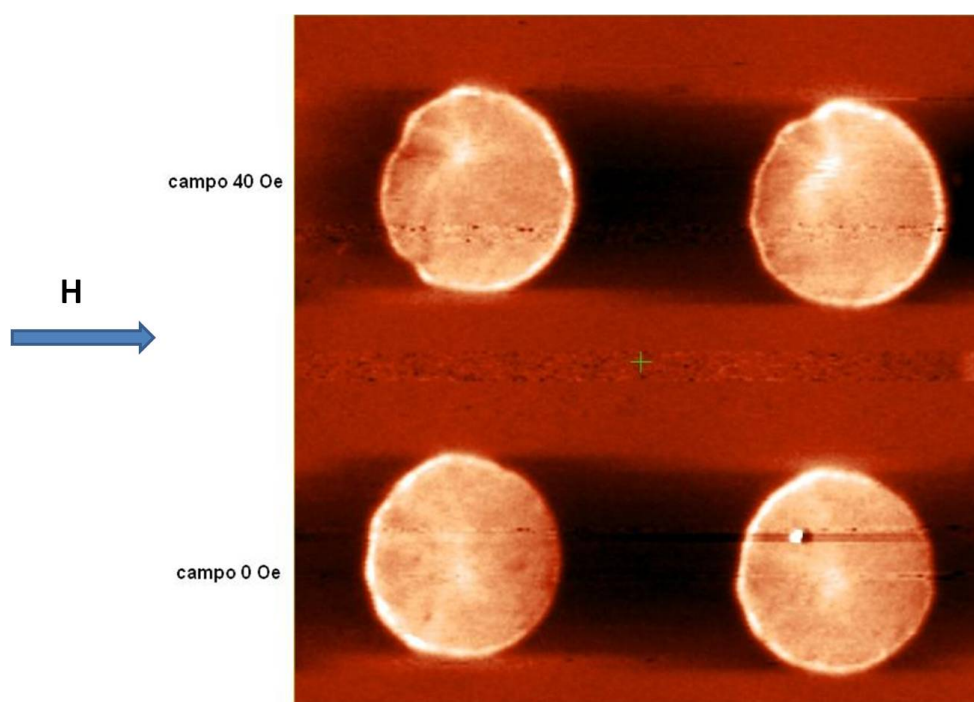


Figura 5.7: Imagem obtida por MFM para microdisco de  $3\mu\text{m}$  de diâmetro. É possível observar pela região branca no interior do disco o deslocamento do núcleo por aplicação de campo magnético externo de 40 Oe.

do microdisco. Para o disco de  $3\mu\text{m}$  o campo do qual o núcleo foi visualizado após reduzir o campo magnético de saturação foi de 40 Oe. Valores abaixo de 40 Oe foram aplicados até que o núcleo do vórtice fosse totalmente centrado no disco quando o campo magnético era retirado.

Então, o deslocamento do núcleo do vórtice foi percebido tanto aplicando campo a partir de zero até um valor de 40 Oe, quanto a partir de 40 Oe diminuindo o campo até zero ver figura 5.9 e 5.10. Essas imagens confirmam que os pontos no centro do disco indicam à magnetização perpendicular à superfície. Por permitir detectar à magnetização perpendicular ao plano da amostra e aplicar campo durante a formação da imagem, o MFM se mostra muito eficaz para detectar o núcleo do vórtice e da reversão da saturação da amostra aplicando campos com sinais diferentes.

Quanto à saturação da magnetização do microdisco a figura 5.11 mostra a troca na borda do microdisco da cor branca para preto confirmando que a magnetização de saturação está mudando de um lado para outro com o campo magnético positivo e negativo. Como

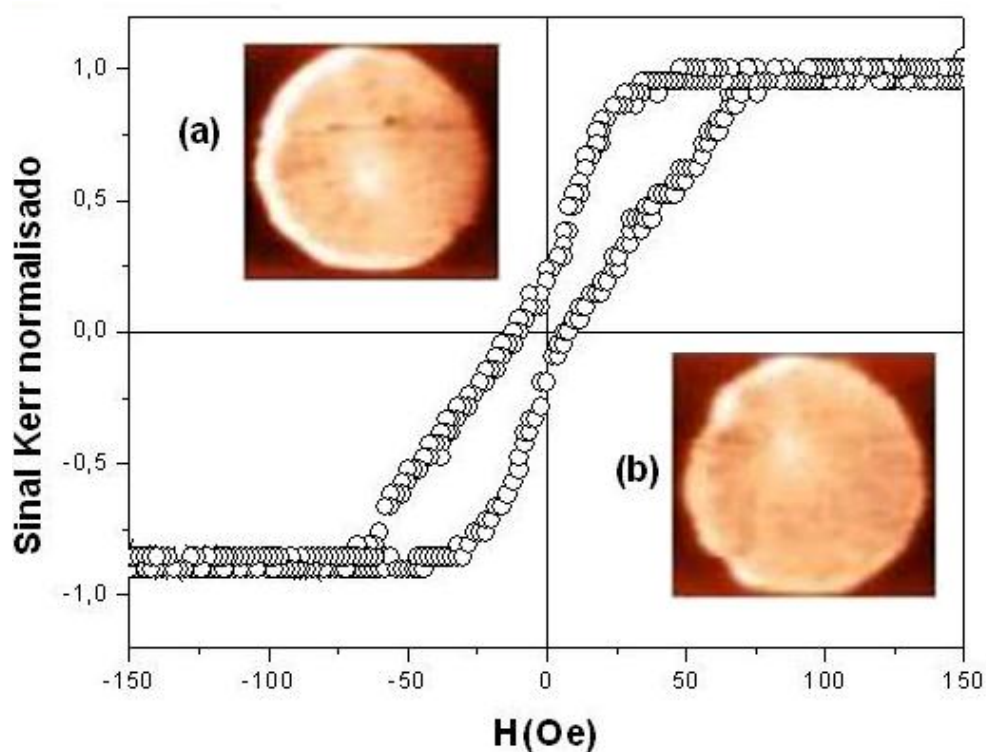


Figura 5.8: Curva de histerese obtida por MOKE, (a) o núcleo está no centro do disco e (b) após a plicação do campo o core é deslocado.

já foi dito o núcleo do vórtice é perpendicular ao plano do disco e por isso podemos detectar a magnetização do núcleo. No caso onde a magnetização está saturada, o núcleo do vórtice é aniquilado e todos os momentos magnéticos estão na mesma direção no plano do microdisco. No entanto, nota-se uma cor branca na borda do microdisco para campo positivo e quando campo magnético é negativo a cor branca aparece no outro lado do microdisco. Como essa cor está sendo detectada por interação magnética entre a ponta e a superfície, conclui-se que ao aplicar campo magnético no plano do microdisco cargas magnéticas de superfície são criadas no microdisco. O contraste entre a cor branca e preta é devido às linhas de campo magnético estarem se fechando em consequência da geometria do campo produzido pelo microdisco.

O deslocamento do núcleo do centro do disco é da ordem de micrometros devido ao espaço para seu deslocamento ser do tamanho do raio do disco. Descobrir, portanto, qual campo é capaz de deslocar o núcleo do vórtice do centro para valores muito pequenos fica muita

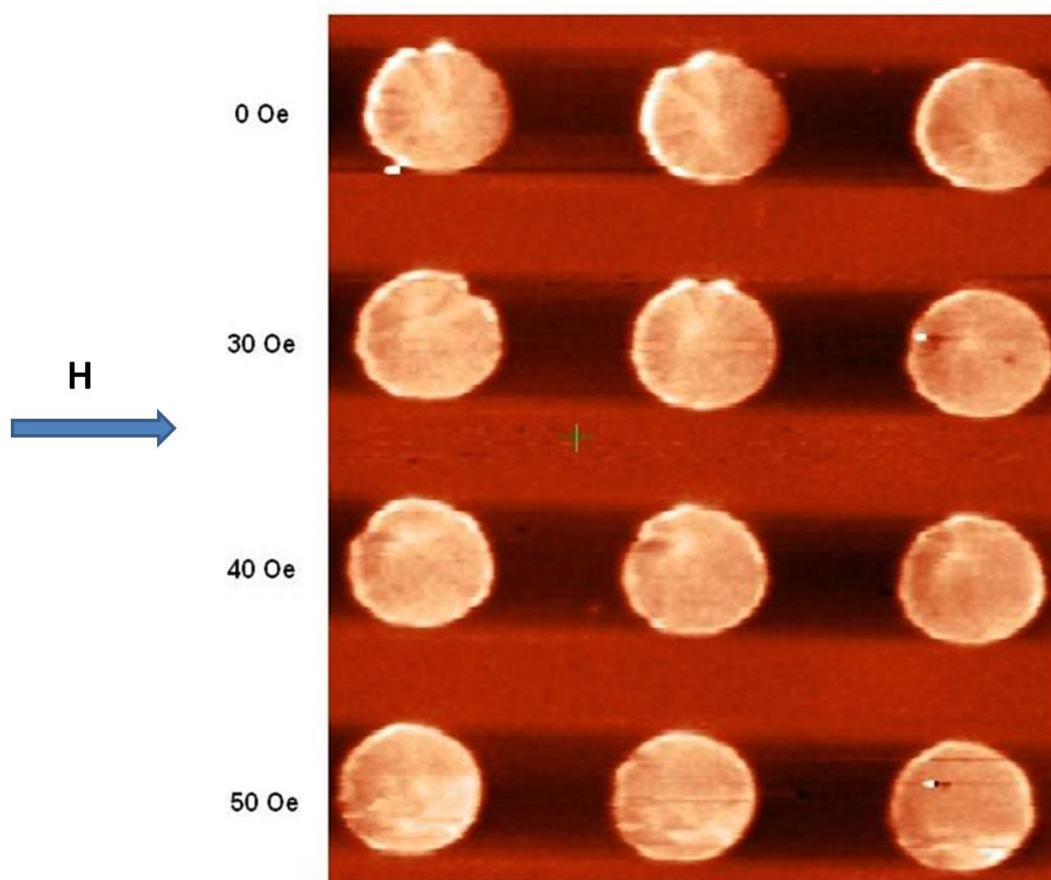


Figura 5.9: Campo reduzido de 50 Oe para 0 Oe.

das vezes não caracterizado. Pode se ter o mesmo deslocamento para diferentes valores de campo magnético principalmente quando o campo aplicado é de baixa intensidade. Outra imagem para o disco de  $3\mu\text{m}$  mostra o deslocamento do núcleo do vórtice para valores de campo positivo e negativo de 40 Oe ver figura 5.12. Com campo magnético negativo podemos também acompanhar o deslocamento do núcleo que se deu de forma simétrica ao campo magnético positivo.

A imagem 5.13 para um disco de  $5,5\mu\text{m}$  onde a saturação da magnetização do microdisco para campo positivo e negativo de 300 Oe e depois a campo nulo vemos o núcleo de vórtice no centro do disco. Novamente a troca de cor na borda do disco da esquerda para direita é mostrada confirmando a mudança na saturação da magnetização para valores de campo magnético positivo e negativo.

Note que, nessa medida não aplicamos campos de baixa intensidade até observar o núcleo

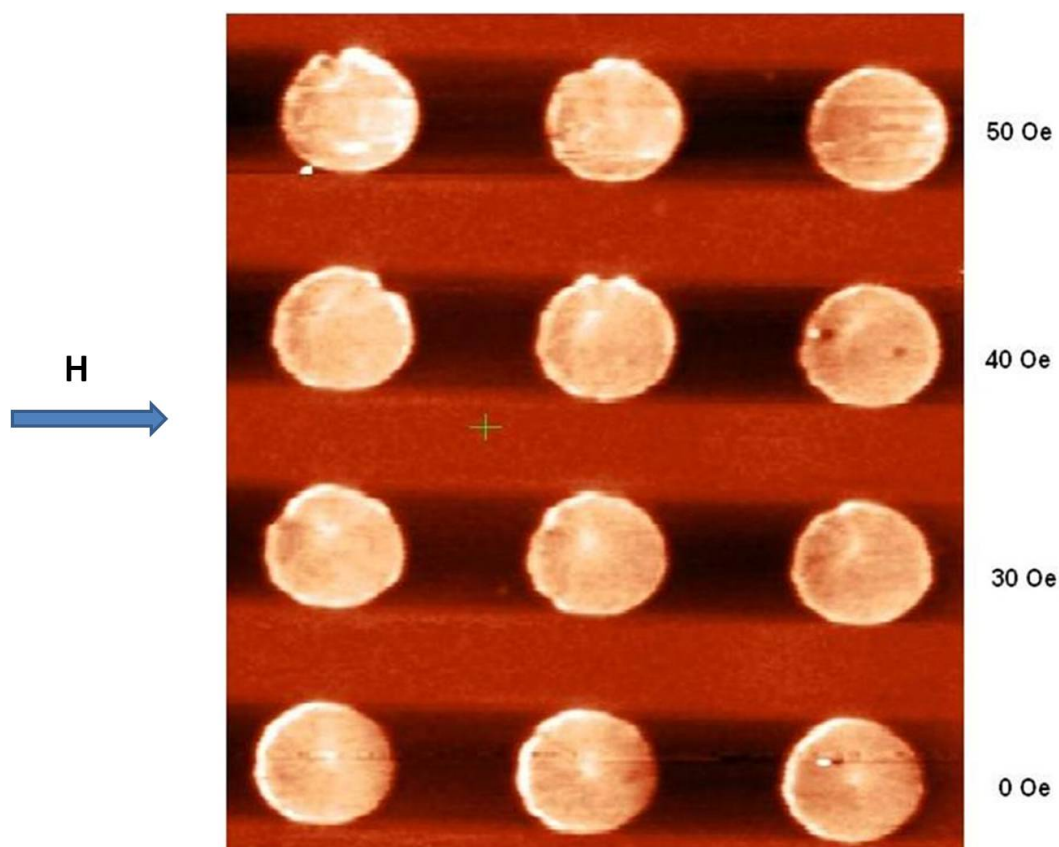


Figura 5.10: Campo aplicado de 0 Oe até 50 Oe.

no centro do microdisco. Saturamos a magnetização da amostra para um campo alto de 300 e -300 Oe e depois retiramos o campo e o núcleo do vórtice surge no centro. Com MFM, podemos observar o núcleo do vórtice reduzindo o campo magnético da saturação até um campo de nucleação onde o vórtice aparece no disco ou saturando a magnetização do microdisco e em seguida retirar o campo magnético observando o núcleo do vórtice no centro do disco. Uma outra imagem 5.14 do disco de  $5,5\mu\text{m}$ , mostra o deslocamento do núcleo do centro do microdisco em um campo magnético de 55 Oe . Todas essas imagens são obtidas para vários diâmetros visando observar quais fatores determinam a observação do núcleo e a dinâmica de seu movimento sobre a ação de campo magnético externo.

O MFM se mostra capaz de revelar com clareza o movimento do núcleo no disco. Ainda assim, outro fator observado nas medidas diz respeito a quiralidade que vem a ser o sentido da circulação dos momentos magnéticos no plano do disco. Analisando as medidas obtidas nos discos podemos observar a circulação da magnetização do microdisco que aqui



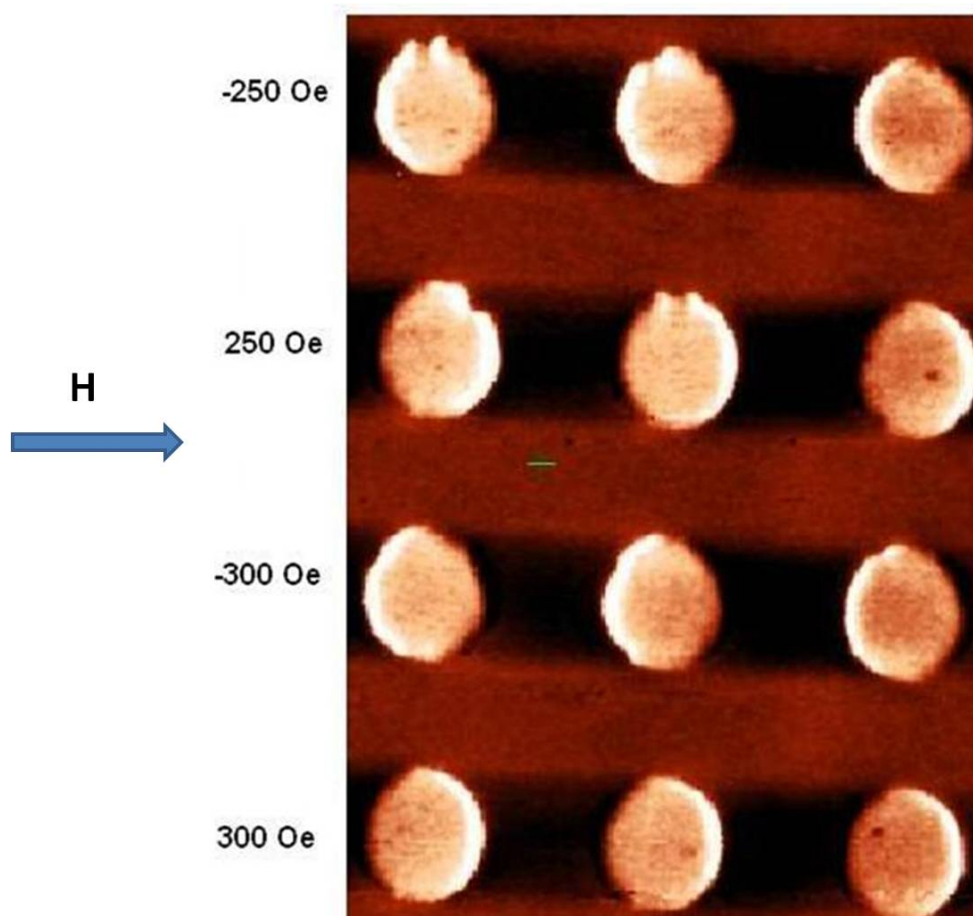


Figura 5.11: Saturação da magnetização do microdisco de  $3\mu\text{m}$  de diâmetro. As cores brancas e pretas nas imagens mudam quando o campo magnético varia para valores positivos e negativos. Observamos que as linhas de campo magnético do microdisco saem da cor branca e se fecham na cor preta.

definimos como  $C = +1$  para o sentido anti-horário e  $C = -1$  para o sentido horário. As medidas feitas para campos positivo e negativo não deixam dúvidas quanto o sentido dos momentos magnéticos pois como já mencionamos, sob a ação de um campo magnético externo os momentos tendem a se alinhar com o campo magnético.

A figura 5.15 mostra uma imagem do microdisco de  $3\mu\text{m}$  feita por MFM para medidas de campo positivo e negativo de 40 Oe e a simulação. Com base na imagem podemos observar à circulação dos momentos magnéticos do microdisco que para esse caso é anti-horária ou seja,  $C = +1$ .

Para um mesmo valor de campo magnético de 30 Oe de um microdisco de  $5,5\mu\text{m}$ , a

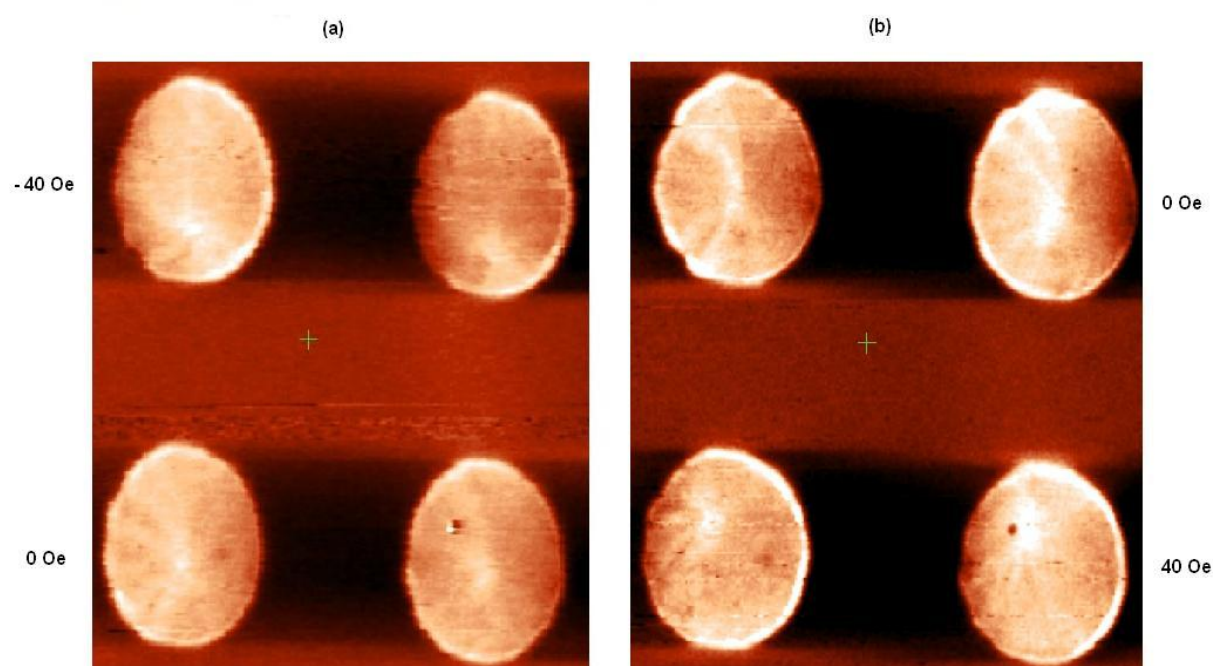


Figura 5.12: Imagem de microdisco de  $3\mu\text{m}$ . Em (a) o deslocamento do núcleo do vórtice é para valor de campo negativo e em (b) para valor de campo positivo.

imagem 5.16 mostra as posições opostas do núcleo do vórtice. Isso indica uma circulação contrária dos momentos magnéticos no plano do microdisco. O disco da esquerda tem circulação anti-horário  $C=1$  e o disco da direita circulação horária  $C=-1$ . Esses resultados obtidos por MFM, mostram que além de detectarmos o núcleo do vórtice no centro do microdisco e o movimento do núcleo do centro sob ação de campo magnético, é possível analisar a quilaridade de forma experimental.

Aplicando vários valores de campo magnético, determinamos o movimento e a aniquilação do núcleo do microdisco. Mas, a dependência de qual campo magnético consegue expulsar o núcleo do microdisco deve estar no diâmetro, uma vez que os microdiscos são todos de mesma espessura como mostra a figura 5.17. As imagens obtidas por MFM mostram que a medida que o diâmetro do disco cresce menor é o campo magnético aplicado no plano do microdisco do qual ainda é possível observar o núcleo. Ou seja, para deslocar o núcleo do vórtice do centro é preciso aplicar um campo magnético maior quando o diâmetro diminui. Isso é devido a força de restauração do tipo  $ky$  para manter o núcleo do vórtice no centro do disco diminuir com o aumento do diâmetro.

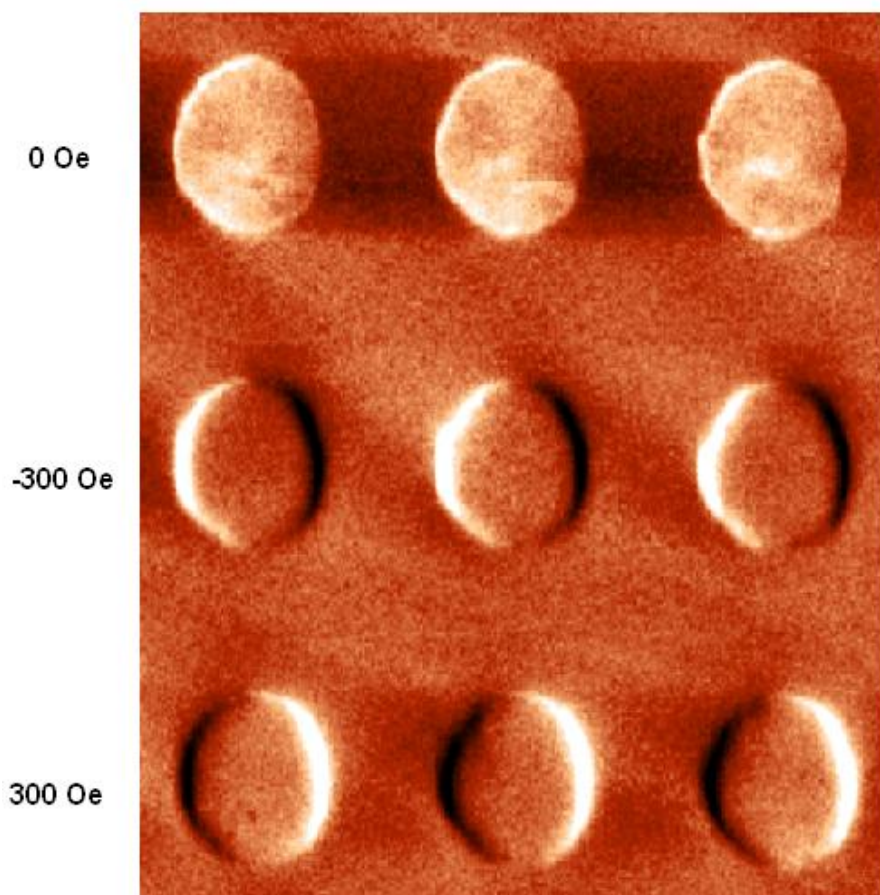


Figura 5.13: Imagem de microdisco de  $5,5 \mu\text{m}$ . Na borda do disco a cor branca está a direita do disco para campo positivo e na esquerda para campo negativo. Quando o campo é retirado o núcleo do vórtice está no centro.

Assim, um gráfico de campo crítico de deslocamento do núcleo do vórtice pode ser obtido em função do diâmetro do microdisco em que o campo magnético decresce com o aumento do diâmetro.

Outro resultado obtido por MFM consiste na medida da posição do núcleo do vórtice em função de um campo magnético aplicado no plano do microdisco. Essa medida se mostrou bastante sensível por alguns motivos: O primeiro é que o núcleo têm um certo raio circular que para valores de campo magnético de pequena intensidade quase não se nota que se deslocou do centro. Para valores de 10 Oe e 15 Oe isto é observado. O outro aspecto pode ser observado ao aplicar o campo magnético, por exemplo, numa rede de discos  $3 \times 3$ , onde o núcleo de um disco pode ter um deslocamento diferente para mesmo



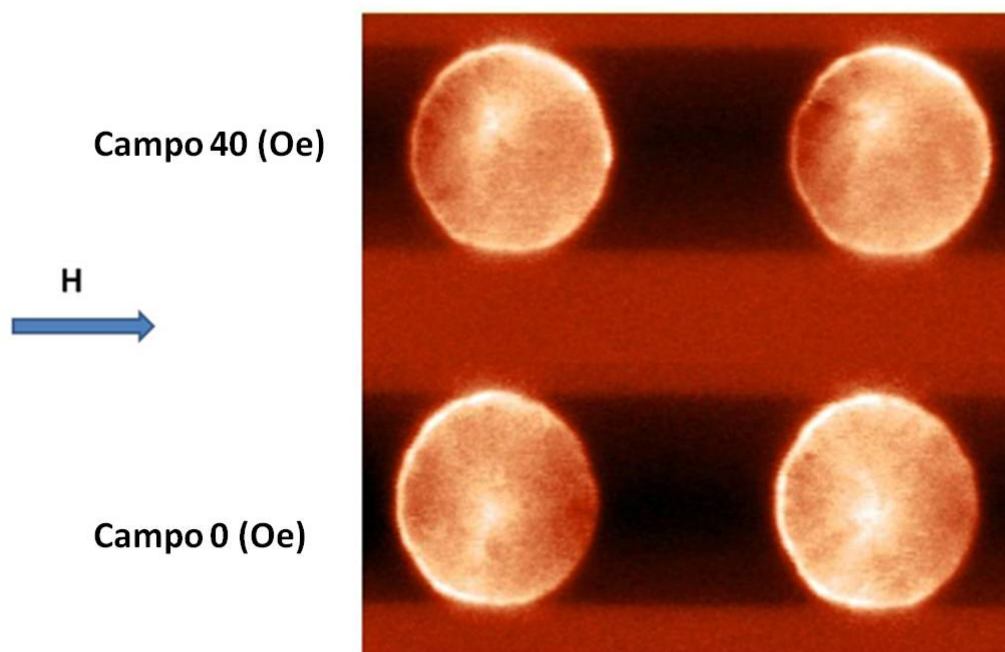


Figura 5.14: Deslocamento do núcleo para disco de diâmetro  $5,5\mu\text{m}$ . O campo magnético aplicado é de 50 Oe.

valor de campo magnético comparado com o disco ao lado.

Com isso, foram feitas 6 medidas com mesmo valor de campo a fim de se ter um valor médio do deslocamento do núcleo no microdisco. A figura 5.18 mostra o deslocamento do núcleo do vórtice em função do campo magnético aplicado. Observamos um comportamento linear para um campo magnético de até 40 Oe.

Ainda podemos observar se o deslocamento do núcleo é o mesmo para microdiscos de diâmetros diferentes como mostra a figura 5.19. Conclui-se que para discos com diâmetros maiores o deslocamento do núcleo do vórtice é maior para o mesmo valor de campo magnético aplicado como mostra a figura 5.19. Uma imagem do microdisco a campo nulo e após campo magnético aplicado no plano do disco com o detalhe do deslocamento pode ser visualizado na figura 5.20 para o microdisco de  $3\mu\text{m}$  de diâmetro. A campo nulo o núcleo do vórtice está no centro do microdisco. Quando o campo magnético de 40 Oe é aplicado no plano do microdisco nota-se um deslocamento de  $0,84\mu\text{m}$ .

Um gráfico 5.21 do deslocamento do núcleo em função do campo magnético mostra a

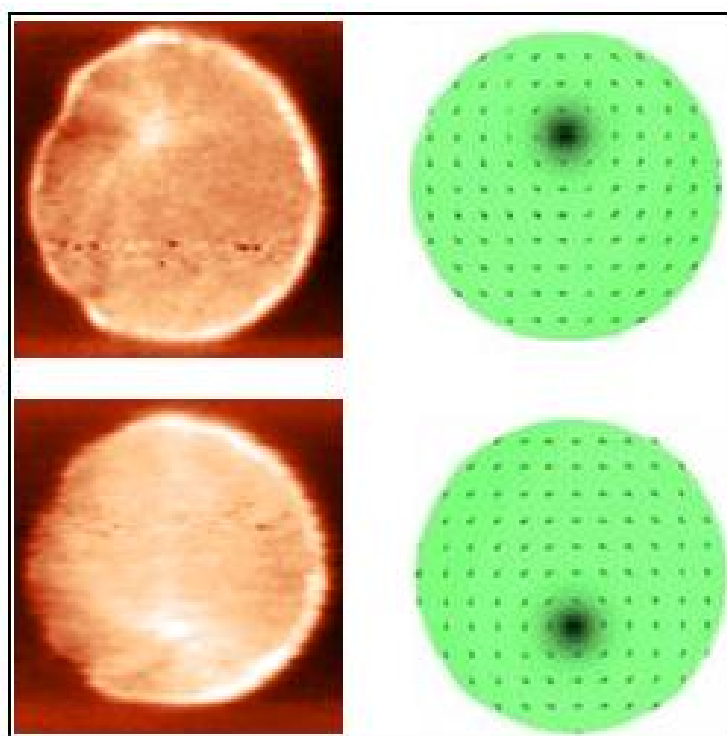


Figura 5.15: Circulação dos momentos magnéticos no plano do microdisco de  $3\mu\text{m}$  de diâmetro. O sentido dos spins no plano é anti-horário.

diferença do deslocamento do núcleo do vórtice para mesmo valor de campo magnético aplicado em discos de diâmetro diferentes. Podemos entender esse comportamento linear do deslocamento do núcleo analisando as forças que atuam no núcleo do vórtice. O mínimo de energia do vórtice ocorre quando o núcleo se encontra no centro do microdisco em campo magnético nulo. Quando o campo magnético é aplicado no disco o núcleo se desloca do centro. Por outro lado, existe uma força

$$F = Ky \quad (5.1)$$

proveniente de um potencial do tipo

$$U = \frac{Ky^2}{2} \quad (5.2)$$

que tende manter o núcleo do vórtice no centro do disco.

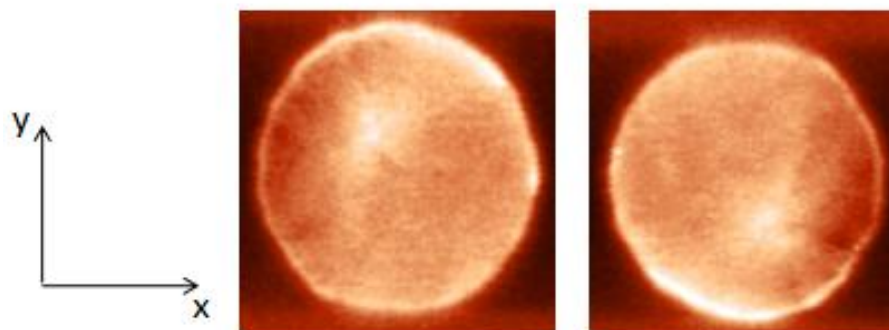


Figura 5.16: Circulação dos momentos magnéticos do microdisco de  $5\mu\text{m}$ . O sentido dos momentos magnéticos no plano é anti-horário para um disco e horário para outro para o mesmo valor de campo magnético.

A ação dessa força se opõe a força magnética devido ao campo magnético externo aplicado no plano do disco. Quando o núcleo do vórtice é identificado após ser aplicado um campo magnético tem-se uma nova posição do núcleo no interior do disco onde essas forças se cancelam. Conclui-se que a dependência linear do deslocamento do núcleo do vórtice em função do campo magnético está associada com a força produzida pela força  $k_y$  de atração do vórtice ao centro do microdisco.

As medidas por MFM foram realizadas em modo AC detectando o gradiente de força magnética entre a ponta e a superfície do microdisco. Devido à possibilidade de aplicar campo magnético durante a medida, a mudança na estrutura do vórtice sob ação de campo magnético pode ser estudada em detalhes utilizando essa técnica.

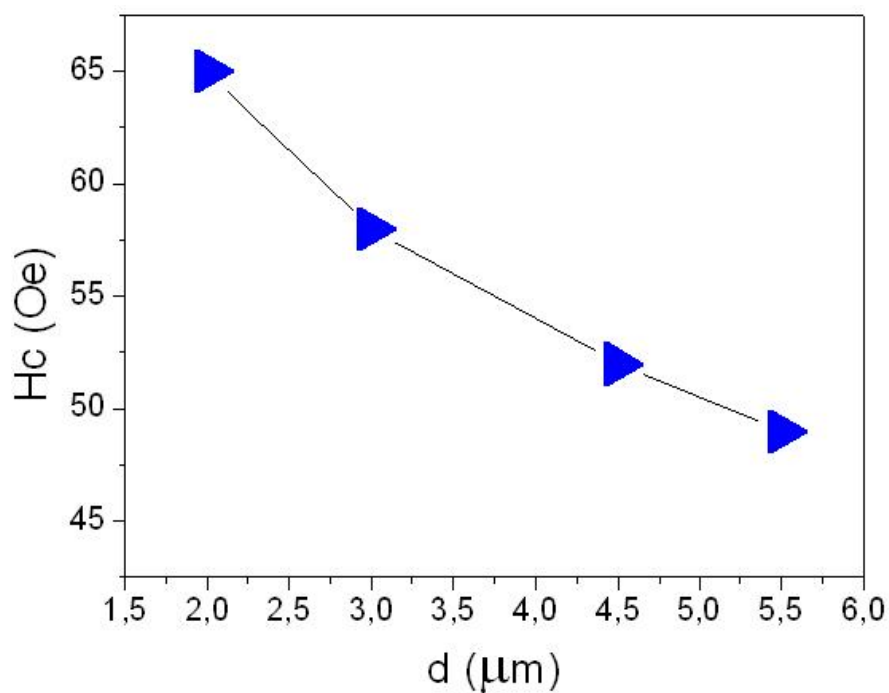


Figura 5.17: Campo Crítico de deslocamento do núcleo do vórtice onde ainda é possível observá-lo antes de ser aniquilado em função do diâmetro do microdisco.

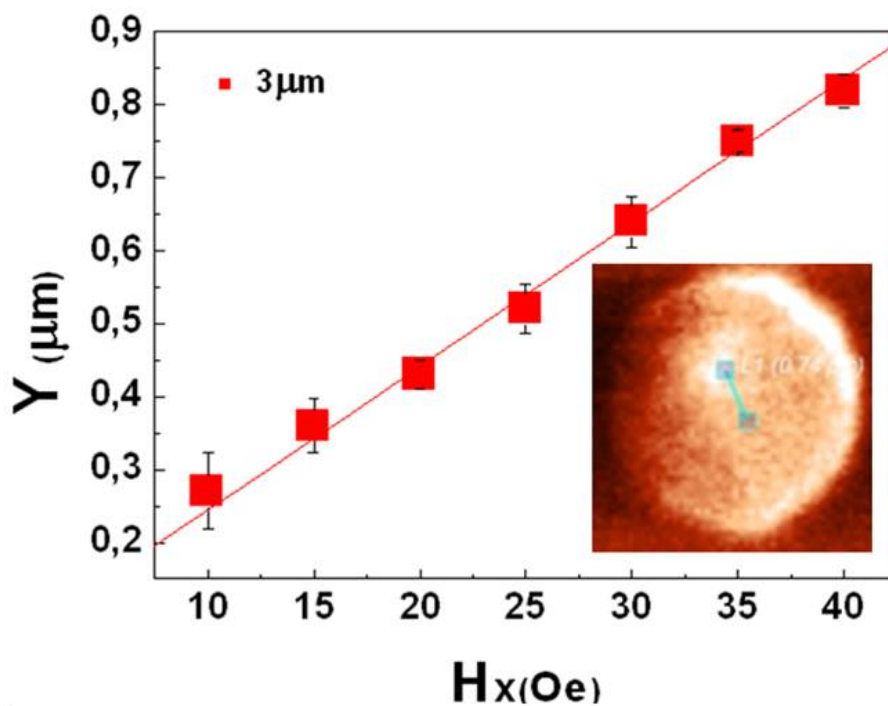


Figura 5.18: Imagem obtida por MFM do deslocamento do núcleo do vórtice para microdisco de 3 μm de diâmetro.

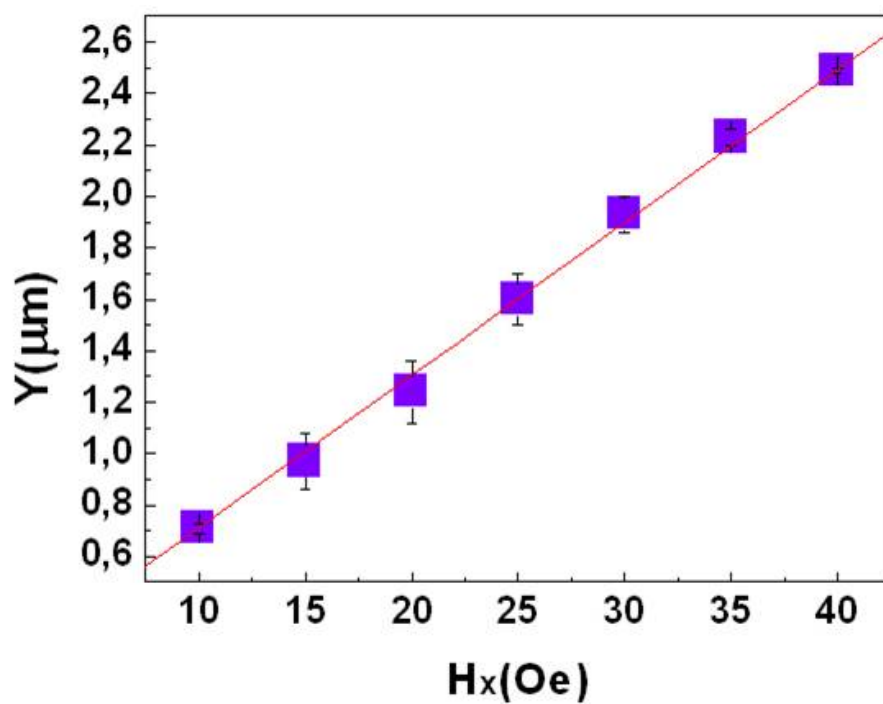


Figura 5.19: Deslocamento do núcleo do vórtice em função do campo magnético para microdisco de  $5,5\mu\text{m}$  de diâmetro.

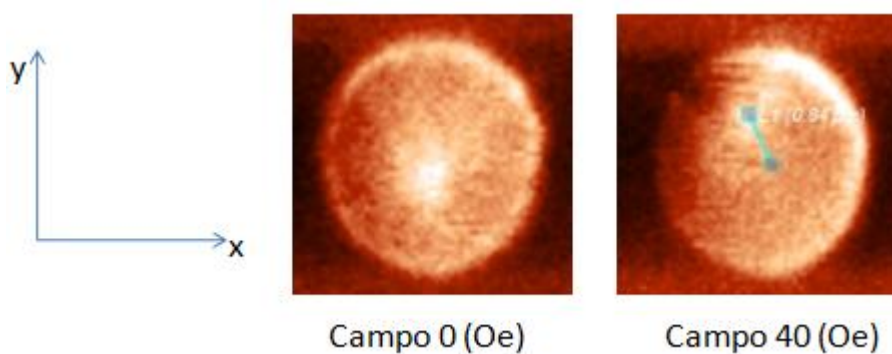


Figura 5.20: Imagem de MFM a campo nulo e a campo de 40 Oe. Um detalhe do valor do deslocamento é mostrado em  $0,84\mu\text{m}$

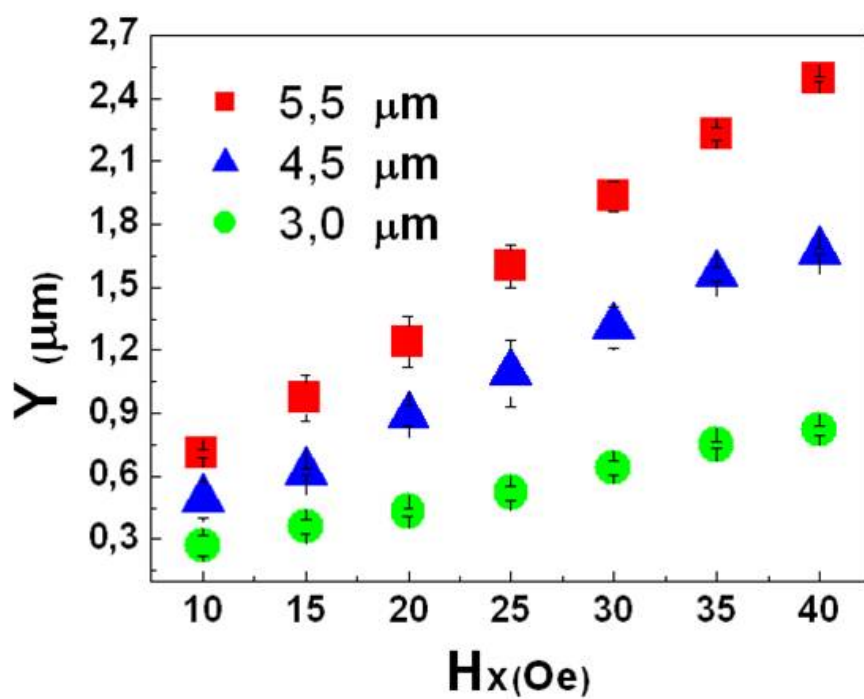


Figura 5.21: Deslocamento do núcleo do vórtice em função do campo magnético para microdiscos de diâmetros diferentes.

# Capítulo 6

## Conclusão e Perspectivas

Estudamos as propriedades magnéticas em microdiscos de Permalloy ( $Ni_{80}Fe_{20}$ ) observando a formação de vórtice sem e com aplicação de campo magnético externo usando técnica de microscopia de força magnética (MFM) e efeito Kerr magneto-óptico (MOKE). As curvas de histerese nos possibilitam encontrar a formação de um vórtice e monodomínio em função do diâmetro do microdisco.

As histereses mostram que com o aumento do diâmetro do microdisco ocorre uma curva característica de monodomínio. A sensibilidade da montagem experimental (MOKE) usando dois detectores em modo diferencial foi fundamental na obtenção das curvas de histerese. Obtivemos um diagrama determinando os diâmetros que apresentam características de vórtice magnético e os que apresentam monodomínio. Nota-se que as curvas de histerese dos microdiscos de 7,5 e 10  $\mu\text{m}$  retêm uma alta magnetização de remanência que é característica de monodomínio. Além da obtenção das curvas de histerese, as imagens feitas por MFM confirmam a presença do núcleo do vórtice magnético a campo magnético nulo no centro do disco e para campo magnético abaixo de 60 Oe observamos o deslocamento do núcleo do centro. Várias imagens foram feitas para descobrir o campo crítico de deslocamento do núcleo do vórtice para cada diâmetro. Isso nos deu o controle de quanto de campo é necessário para saturar o microdisco. Com aplicação de campo magnético externo a circulação dos momentos magnéticos no plano do disco pode

ser observada confirmando a independência quanto a polarização do núcleo do disco em relação ao sentido de rotação dos momentos magnéticos no plano. Ainda com o MFM aplicamos valores de campo acima de 100 Oe para observar a saturação do microdisco tanto para valores positivos e negativos. Medidas do deslocamento do núcleo do vórtice como função do campo magnético possibilitou encontrar uma dependência linear do deslocamento do núcleo do vórtice. Com isso, tanto com microscopia de força magnética e com efeito Kerr magneto óptico, conseguimos estudar o comportamento do vórtice sob ação de campo magnético externo e com campo magnético nulo observando as transições de vórtice para monodomínio. Como sugestão de continuação do trabalho, propõe-se estudar a dinâmica do núcleo do vórtice sob ação de campo magnético alternado, usando um sistema magneto-óptico resolvido no tempo. O campo magnético alternado é produzido por uma guia de onda. Com isso, além de um campo DC que desloca o núcleo do vórtice, um campo magnético alternado, dependente do tempo, faz com que o núcleo do vórtice execute um movimento de precessão. Com esse método experimental podemos estudar a ressonância ferromagnética podendo encontrar a frequência de ressonância de precessão do núcleo do vórtice incidindo um campo magnético alternado com a mesma frequência de precessão natural do núcleo do vórtice. Outra possibilidade, é a fabricação de apenas um microdisco e não de uma rede de microdiscos usando litografia. Assim, é possível estudar o efeito magnético de apenas um microdisco individual, sem a contribuição da rede.

---



# Bibliografia

- [1] Yasushi Endo, Isao Sasaki, Ryoichi Nakatani, and Masahiko Yamamoto. Local probing of vortex core movement in a ni-fe disk using magnetic field sweeping-magnetic force microscopy. *Japanese Journal of Applied Physics*, 48, 2009.
- [2] C. Kittel. *Introduction To Solid State Physics, 8th Edition*. 2004.
- [3] B.D. Cullity e C.D Graham. *Introduction To Magnetic Materials, 2nd Edition*. 2008.
- [4] Alberto Passos Guimarães. *Magnetismo e Ressonância Magnética em Sólidos*. 2009.
- [5] J M D Coey R Skomski. *Permanent Magnetism*. 1999.
- [6] M. Cinal, D. M. Edwards, and J. Mathon. Magnetocrystalline anisotropy in ferromagnetic films. *Phys. Rev. B*, 50(6):3754–3760, Aug 1994.
- [7] F J A den Broeder M T Johnson, P J H Bloemen and J J de Vries. Magnetic anisotropy metallic multilayer. *Reports on Progress in Physics*, 59(11), 1996.
- [8] Allan H. Morrish. The physical principles of magnetism. *Wiley-IEEE Press.*, 2001.
- [9] Hubert.Alex and Rudolf Schafer. Domains magnetic the analysis of magnetic microstructures. *SPRINGER VERLAG NY*.
- [10] Jian-Gang Zhu C. L. Chien, Frank Q. Zhu. Patterned nanomagnets. *Physics Today.*, 60, 2007.
- [11] Roman Antos, YoshiChika Otani, and Junya Shibata. Magnetic vortex dynamics. *Journal of the Physical Society of Japan*, 77(3):031004, 2008.

- 
- [12] Tiago S Siman, Tatiana G. Rapport, and Luiz C. Sampaio. Static and dynamic properties of vortices in anisotropic magnetic disks. *Applied Physics Letters*, 93(11):112507, 2008.
- [13] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono. Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy. *Science*, 289, 2000.
- [14] R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, and D. M. Tricker. Single-domain circular nanomagnets. *Phys. Rev. Lett.*, 83(5):1042–1045, Aug 1999.
- [15] L.D. Pyea, S.C. Cherukuria, J. Mansfield, and T. Loretz. The Faraday effect in some non-crystalline fluorides. *ScienceDirect*, 56, 1983.
- [16] P. Weinberger. John Kerr and his effects found in 1877 and 1878. *Philosophical Magazine Letters*, 88, 2008.
- [17] DAVID J. GRIFFITHS. Introduction to electrodynamics. *Prentice Hall*.
- [18] Dover Publications. Introduction to modern optics. *Fowles, Grant R.*, 1989.
- [19] D A Allwood, Gang Xiong, M D Cooke, and R P Cowburn. Magneto-optical kerr effect analysis of magnetic nanostructures. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 36(18):2175–2182, 2003.
- [20] Hopster H. and Oepen H. P. Magnetic microscopy of nanostructures. *Springer*, 2004.
- [21] José Gomes da Silva Filho. Nanoestruturação de Catodos de Cobre com aplicações na Engenharia de Filmes Finos Eletrodepositados de liga NiFe. *Tese de Doutorado COPPE/UFRJ*, 2007.
- [22] D. Horne T.R. Albrecht, P. Gruetter and D. Rugar. Frequency modulation detection using high - Q cantillvers for enhanced force microscopy sensitivity. *Journal of Applied Physics*, 69(668).
- [23] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, and T. Shinjo. MFM study of magnetic vortex cores in circular permalloy dots: behavior in external field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 240:6, 2002.
-