

RICARDO LOPES DA SILVA

DINÂMICA DE SPINS NA PRESENÇA DE DEFEITOS
EM ESTRUTURAS MAGNÉTICAS CONFINADAS:
APLICAÇÕES A NANODISCOS MAGNÉTICOS

Tese apresentada à Universidade
Federal de Viçosa, como parte das exigências
do programa de Pós-Graduação em Física para
a obtenção do título de *Doctor Scientiae*.

VIÇOSA
MINAS GERAIS - BRASIL
2009

RICARDO LOPES DA SILVA

DINÂMICA DE SPINS NA PRESENÇA DE DEFEITOS
EM ESTRUTURAS MAGNÉTICAS CONFINADAS:
APLICAÇÕES A NANODISCOS MAGNÉTICOS

Tese apresentada à Universidade
Federal de Viçosa, como parte das exigências
do programa de Pós-Graduação em Física para
a obtenção do título de *Doctor Scientiae*.

APROVADA: 13 de março de 2009.

Prof. Winder A. de M. Melo
(Co-orientador)

Prof. Sidiney de Andrade Leonel

Prof. André Luiz Mota

Prof. Antônio Sérgio Teixeira Pires

Prof. Afrânio Rodrigues Pereira
(Orientador)

À minha esposa Maria Elvira e ao meu filho Ricardo.

Agradecimentos

- Agradeço a Deus antes de tudo pela minha existência.
- Agradeço ao meu orientador e amigo Afranio, por sua orientação, não apenas do lado profissional, mas também pela lição de vida. Ele me ensinou a ser um profissional de verdade e além de tudo ser humilde e saber que o conhecimento deve ser buscado a todo momento de nossas vidas.
- Agradeço a minha esposa Maria Elvira e aos meus filhos Ricardo Filho e o nenem que ainda esta em formação (que ainda não sei quem é, Eduardo ou Eduarda?). Obrigado pela paciência e pelo amor a mim dispensado. E Ricardinho desculpe o papai por trabalhar tanto, um dia você vai entender.
- Agradeço a minha mãe Fátima, que sempre me apoiou.
- Agradeço a todos os meus familiares, pois sempre me apoiaram e me ajudaram nós momentos difíceis.
- Agradeço aos meus pais, sei que onde eles estiverem estarão torcendo por mim e felizes por minhas conquistas.
- Agradeço ao Silvio que desde a graduação é meu grande amigo e uma pessoa que eu admiro muito. Por sua inteligência e competência e lealdade.
- Agradeço ao Ismael por ser um grande amigo e pelo apoio e confiança.
- Agradeço aos professores Marcelo, Ricardo e Alexandre pelos conselhos e pela amizade.

- Ao professor Winder por ter me ensinado a ser uma pessoa mais educada, pelos cafezinhos e pela paciência a mim dispensada.
- Agradeço a todos os professores do DPF pela minha formação acadêmica.
- Agradeço aos professores Sidney e Pablo pelas discussões e hospitalidade quando estive em Juiz de Fora. Aprendi muito com vocês.
- Agradeço ao meu amigo Fábio, companheiro nos momentos bons e ruins durante todo o doutorado (Só ele sabe qual “foi o maior problema da física” na atualidade).
- Agradeço aos meus colegas da pós, gosto muito de vocês e minha torcida é pelo sucesso de todos.
- Agradeço a Lúcia, que é uma pessoa muito especial neste departamento. Sempre fui no almoxarifado com a desculpa de beber um cafezinho para ganhar um carinho de mãe, que nunca me foi negado.
- Agradeço ao Joãozinho e ao Marcelino pelo carinho com que me trataram estes anos todos.
- Agradeço a todos funcionários do DPF pela amizade e pela presteza.

Sumário

Resumo	xiii
Abstract	xv
1 Introdução	1
1.1 Aplicações tecnológicas de nanomagnetos	2
1.2 Fabricação e caracterização de materiais nanomagnéticos	3
2 Algumas noções importantes sobre magnetismo	8
2.1 Interações Magnéticas	9
2.1.1 Interação dipolar	9
2.1.2 Interação de troca direta	9
2.1.3 Interação de troca indireta	11
2.2 Magnetismo Coletivo	13
2.2.1 O Modelo de Heisenberg	15
2.2.2 Anisotropia	16
2.2.3 Excitações topológicas	19
3 Magnetismo em escalas reduzidas: nanopartículas	25
3.1 Domínios magnéticos de nanomagnetos leves	25
3.2 Características estruturais de vórtices em nanodiscos	27
3.3 Dinâmica de vórtices em nanodiscos	29
4 Modelos e dinâmica de spins	38
4.1 Modelos	38

4.2	Dinâmica de spins	42
5	Dinâmica de vórtices na presença de defeitos em filmes finos confinados: aplicações a nanodiscos magnéticos	47
5.1	Nanodiscos com defeitos	53
5.1.1	Defeitos tipo-buraco	54
5.1.2	Defeito tipo-interface	67
6	Conclusões e perspectivas	75
6.1	Conclusões	75
6.2	Perspectivas	78
A	Trabalhos publicados	79
A.1	Artigo 1	80
A.2	Artigos 2	91
A.3	Artigo 3	98
B	Lista de trabalhos	105
	Bibliografia	106

Lista de Figuras

1.1	Geometrias típicas de nanoestruturas: (a) cadeias de partículas finas, (b) nanofios retangulares, (c) nanofios cilíndricos, (d) nanopontos, (e) nanojunções, (f) nanotubos, (g) nanoburacos, (h) nanodegraus, (i) nanoanéis e (j) filmes finos. Figura retirada da referência [1]	2
1.2	A figura à esquerda é uma imagem de AFM (“Atomic force microscopy”) de uma rede de Permalloy típica, com espaçamento de rede da ordem de $400nm$. Na figura à direita, as setas representam o sentido e a direção dos momentos magnéticos de cada “ilha”. Figura retirada da referência [8]	4
1.3	(a) Diagrama esquemático do sistema de litografia de interferência [13]. O ângulo de incidência e o comprimento de onda do laser definem a periodicidade das figuras de difração que marcam o substrato. (b) Pseudoválvula de spin com multicamadas de $Co(4nm)$, $Cu(3nm)$ e $NiFe(6nm)$ fabricada através da técnica INL. Figura retirada da referência [2]	5
1.4	Esquema de fabricação de nanodiscos magnéticos via combinação das técnicas “electron beam lithography”(EBL), “thermal evaporation”(TE) e “lift-off”. Figura retirada da referência [2]	6
1.5	(a) Discos de Py fabricados através da litografia de feixes de elétrons. São discos individuais de $500nm$ de diâmetro e espessura de $30nm$. (b) Rede de discos de Py com as mesmas dimensões dos discos do item (a). Figura retirada da referência [2]	7
2.1	Estrutura magnética do óxido de magnésio MnO . Figura retirada da referência [1]	12

2.2	Representação gráfica da função $F(x)$, definida em 2.13, usando $x = 2k_F r$. Os valores positivos, parte clara, levam a um alinhamento paralelo entre spins, e os valores negativos, parte escura, levam a um alinhamento antiparalelo. Figura retirada da referência [1]	13
2.3	Diferentes configurações dos momentos magnéticos de sistemas magnéticos ordenados: (a) ferromagnetos, (b) antiferromagnetos, (c) vidros de spins, (d) configuração helicoidal e (e) configuração espiral. Figura retirada da referência [26]	14
2.4	Mapeamento estereográfico para sóliton de carga $Q = 1$	19
2.5	Sóliton de Belavin-Polyakov com carga $Q = 1$	20
2.6	Vórtice com carga topológica $Q = 1$	21
2.7	Excitação topológica tipo-vórtice e antivórtice não planar. No esquema bidimensional à direita das figuras, os pontos coloridos representam os componentes fora do plano da magnetização, sendo azul para “up” e vermelho para “down”.	21
2.8	Par vórtice-antivórtice com carga total nula	24
3.1	Possíveis configurações magnéticas de nanomagnetos. Figura retirada da referência [47]	27
3.2	Em azul, tem-se a quiralidade no sentido horário (SH) e, em vermelho quiralidade no sentido anti-horário (SAH)	28
3.3	A parte superior da figura representa um vórtice em nanodisco com polarização “up”, $p = 1$ (em vermelho) e a parte inferior um vórtice de polarização “down”, $p = -1$ (em azul).	29
3.4	Esquema de um aparelho de MFM em funcionamento	30
3.5	Esquema de um aparelho PEEM em funcionamento	31
3.6	A figura da esquerda é uma imagem feita através da técnica PEEM e, a da direita, pelo MFM. Figuras retiradas das referências [2, 48]	31
3.7	Na parte superior, é apresentado um gráfico de histerese para diferentes diâmetros de discos, e na parte inferior, o movimento do centro do vórtice é induzido por um campo externo. Figura modificada retirada da referência [47]	32

3.8	Do lado esquerdo, pode-se ver os gráficos da magnetização na direção z ; no gráfico superior é mostrada a magnetização do núcleo do vórtice (linha azul) e a depressão na magnetização (linha pontilhada vermelha), devido ao movimento do núcleo do vórtice. Na parte inferior, tem-se um gráfico da magnetização de um vórtice centrado no disco. Do lado direito é apresentado um gráfico 3D do núcleo do vórtice, deslocado do centro. Figura retirada da referência [50]	33
3.9	Esquema que representa uma estrutura tipo pilar. A seta verde indica a direção de injeção da corrente elétrica na estrutura; a seta laranja, no material ferromagnético FM_1 , a direção de polarização do spin nesta camada e a seta laranja no material ferromagnético FM_2 indica a direção dos spins no material (vórtice). As camadas FM_1 e FM_2 são separadas por uma camada condutora não-magnética. Esta figura foi retirada da referência [58]	34
3.10	Nesta figura, são apresentadas as distribuições da magnetização e do campo giromagnético do vórtice em movimento. A distribuição de magnetização na direção z é representada na primeira linha de figuras; na segunda, é mostrada a componente z do campo giromagnético e na terceira, foram “plotados” os gráficos da magnetização do núcleo do vórtice (linha vermelha), a componente z do campo giromagnético (linha pontilhada verde) e o vórtice estático (pontos pretos). Esta figura foi retirada da referência [56]	36
3.11	Nesta figura, é apresentada uma sequência de gráficos que mostra a evolução temporal do processo de inversão da polarização. Na parte superior, é apresentada a distribuição da magnetização na direção z . A parte inferior corresponde à distribuição de magnetização no plano próxima ao núcleo do vórtice. As isossuperfícies, $S_x = 0$ (curva preta) e $S_y = 0$ (curva laranja), foram “plotadas” para localizar a posição do vórtice. Figura retirada da referência [68]	37

4.1	Nas figuras da direita e da esquerda, as setas amarelas representam o vetor unitário \hat{n} perpendicular à superfície, e os azuis representam os vetores de spin $\vec{\mu}$. As duas figuras representam a configuração de menor energia magnetostática do sistema.	40
4.2	O esquema acima representa as escalas temporais. A parte superior representa a nova escala quando o passo de tempo é reduzido pela metade. A escala antiga também é representada nesta figura (parte inferior). Aqui, k representa o passo na iteração	46
4.3	O esquema acima representa as escalas temporais. A parte superior representa a nova escala, quando o passo de tempo é dobrado. A escala antiga também é representada nesta figura (parte inferior).	46
5.1	Figura de um vórtice gerada através das condições iniciais.	48
5.2	Comportamento da frequência girotrópica, ω_R , em função da razão $1/R$, obtido através dos modelos para discos sem defeitos. Os pontos são resultados da simulação, e a reta é uma regressão linear	49
5.3	Trajetória do núcleo do vórtice no plano xy em um sistema sem defeito. As setas indicam o sentido e a direção do movimento	50
5.4	Magnetização média na direção x , em função do tempo, e sua transformada de Fourier	51
5.5	Magnetização média na direção y , em função do tempo, e sua transformada de Fourier	51
5.6	Posições do núcleo do vórtice nas direções x e y , em função do tempo. Pode-se notar que a transformada de Fourier leva a um pico de mesma frequência, observada nas figuras 5.4 e 5.5.	52
5.7	Magnetização na direção z , em função do tempo, e sua transformada de Fourier.	53
5.8	Nanodisco com um buraco de raio $\rho = a$ localizado no centro do disco.	55
5.9	Média da magnetização na direção x , em função do tempo, e sua transformada de Fourier na presença de um buraco central. O pico principal na transformada ocorre em $\omega_R = 0.0034$	56

5.10	Do lado esquerdo, é apresentada uma figura $2D$ do núcleo do vórtice capturado por um buraco de raio $\rho = 2a$ e, do lado direito o núcleo do vórtice espalhado por um buraco de mesmo tamanho, mas em posição diferente. . . .	57
5.11	Média da magnetização na direção x , em função do tempo, e sua transformada de Fourier na presença de um buraco na posição $d = 13a$, ao longo do eixo y	58
5.12	Média da magnetização na direção z , em função do tempo, e sua transformada de Fourier na presença de um buraco na posição $d = 13a$, ao longo do eixo y	58
5.13	Média da magnetização do núcleo do vórtice na direção z , em função do tempo.	59
5.14	Órbita do núcleo do vórtice na presença de um buraco. As setas representam o sentido do movimento antes da inversão da polarização, e as setas pontilhadas, o sentido do movimento após a inversão.	59
5.15	Onda de spins formada após a terceira passagem do núcleo do vórtice, próximo ao buraco.	60
5.16	Sequência de “fotos” que mostra o fenômeno de inversão da polarização na presença de um buraco. A sequência ocorre da esquerda para a direita e de cima para baixo.	61
5.17	A figura $2D$ da esquerda é uma visão de cima de um nanodisco com dois buracos, e a figura da direita é uma visão $3D$ do mesmo nanodisco.	63
5.18	Média da magnetização do núcleo do vórtice na direção x , em função do tempo, e sua transformada de Fourier para um disco com dois buracos.	63
5.19	Média da magnetização do núcleo do vórtice na direção y em função do tempo e sua transformada de Fourier para um disco com dois buracos.	64
5.20	Trajetória do núcleo do vórtice na presença de dois buracos. As setas indicam que o sentido do movimento é o mesmo em toda a simulação.	65
5.21	Média da magnetização do núcleo do vórtice na direção z , em função do tempo, e sua transformada de Fourier para um disco com dois buracos.	66

5.22	Trajatória do núcleo do vórtice na presença de dois buracos. As setas indicam que o sentido do movimento é o mesmo em toda a simulação. Neste caso, o buraco está na posição (12a, 8a), fora do eixo y	67
5.23	A figura da esquerda é uma visão de cima de um nanodisco com uma interface ao longo do eixo y , e a figura da direita é uma visão 3D deste nanodisco. Na figura 2D, a parte preta possui constante de acoplamento A_α e a azul, A_β . Na figura 3D, a parte mais clara representa o material α e a mais escura o material β	68
5.24	Média da magnetização na direção x , em função do tempo, e sua transformada de Fourier em um nanodisco com interface com acoplamento $A_{\alpha\beta}$	69
5.25	Média da magnetização na direção z , em função do tempo, e sua transformada de Fourier em um nanodisco com interface com acoplamento $A_{\alpha\beta}$	69
5.26	Média da magnetização na direção z do núcleo do vórtice $\langle \mu_z \rangle_{nv}$ para $\epsilon = 0.9$ e $A_{\alpha\beta} = 0.8A_\alpha$	70
5.27	Movimento girotrópico do núcleo do vórtice em um nanodisco com interface para $\epsilon = 0.9$ e $A_{\alpha\beta} = 0.8A_\beta$. O centro do disco foi colocado na posição (20a, 20a) e a linha pontilhada passa ao longo do defeito. Como na figura 5.23, os meios α e β estão nos lados esquerdo e direito do disco, respectivamente.	71
5.28	Movimento girotrópico do núcleo do vórtice em um nanodisco com interface para $\epsilon = 0.9$ e $A_{\alpha\beta} = 0.5A_\beta$. O centro do disco foi colocado na posição (20a, 20a); logo, a figura mostra apenas o lado direito do disco, pois o núcleo do vórtice fica confinado no meio β . As setas escuras mostram o movimento no sentido anti-horário, e as vermelhas o sentido horário	72
5.29	Média da magnetização na direção x $\langle \mu_x \rangle$, em função do tempo, para $\epsilon = 0.9$ e $A_{\alpha\beta} = 0.8A_\alpha$	73
5.30	Média da magnetização na direção y $\langle \mu_y \rangle$, em função do tempo, para $\epsilon = 0.9$ e $A_{\alpha\beta} = 0.8A_\alpha$	73
5.31	Média da magnetização na direção z $\langle \mu_z \rangle$, em função do tempo, para $\epsilon = 0.9$ e $A_{\alpha\beta} = 0.5A_\alpha$ e sua transformada de Fourier.	74

Resumo

SILVA, Ricardo Lopes da, Universidade Federal de Viçosa, março de 2009. **Dinâmica de spins na presença de defeitos em estruturas magnéticas confinadas: aplicações a nanodiscos magnéticos.** Orientador: Afranio Rodrigues Pereira. Coorientadores: Winder Alexander de Moura-Melo e Silvio da Costa Ferreira Junior

Neste trabalho nós investigamos a influência de defeitos artificiais inseridos em nanodiscos magnéticos na dinâmica do núcleo do vórtice. Primeiro consideramos a presença de buracos. A dinâmica foi analisada inicialmente na presença de um buraco e depois na presença de dois buracos. No geral, o núcleo cai no defeito mas, na presença de um único buraco, observamos um fenômeno interessantíssimo e pelo que sabemos, ainda não observado, a inversão de polaridade do núcleo do vórtice induzida pela interação vórtice-buraco. Este fenômeno ocorre em condições bastantes especiais, tais como o tamanho da cavidade, sua posição e o tamanho do disco. Qualquer mudança na geometria do disco, como a presença de um outro buraco, muda completamente a dinâmica do núcleo, levando a captura do vórtice por um dos defeitos. É importante resaltar que já existem técnicas litográficas capazes de produzir nanodiscos com este tipo de defeito. Nós também analisamos os efeitos de outro tipo de defeito (defeito tipo linha) na dinâmica do vórtice. Estudamos um modelo de nanodisco constituído de dois semi-discos de materiais ferromagnéticos diferentes, ou seja, com constantes de acoplamento diferentes. O principal resultado que encontramos foi que, dependendo da constante de acoplamento que liga os dois meios, a polarização do núcleo do vórtice pode ser dramaticamente e repetidamente invertida pela interface. Cada vez que ocorre a interação do núcleo com a interface uma grande quantidade de ondas de spins são criadas. Até onde sabemos, tal nanodisco com interface ainda não foi fabricado

experimentalmente. O movimento do núcleo do vórtice foi investigado através de um modelo bidimensional simples, que imita um material real com defeitos.

Abstract

SILVA, Ricardo Lopes da, Universidade Federal de Viçosa, March, 2009. **Spin dynamics in the presence of defects on confined magnetic structures: applications the magnetic nanodisk.** Adviser: Afranio Rodrigues Pereira.; Co-advisers: Winder Alexander de Moura-Melo and Silvio da Costa Ferreira Junior

In this work we investigate the influence of artificial defects inserted into thin magnetic nanodisks on the vortex core dynamics. First we consider the presence of one and two holes (antidots). In general, the core falls into the hole but, in particular, we would like to remark an interesting phenomenon not yet observed, which is the vortex core switching induced by the vortex-hole interactions. It occurs for the case with only one hole and for very special conditions involving the hole size and position as well as the disk size. Any small deformation in the disk geometry such as the presence of a second antidot changes completely the vortex dynamics and the vortex core eventually falls into one of the defects. After trapped, the vortex center still oscillates with a very high frequency and small amplitude around the defect center. It is important to remark that these kinds of defects can be already artificially produced in magnetic nanodisks by lithographic techniques. We also study the effects of another type of defect (a line defect) on the vortex. It is done by studying a nanodisk possessing two coupled materials with different ferromagnetic exchange constant. The common border line of the two media passes at the disk center dividing the system exactly in two similar semidisks. The main result of this study is that, depending on the magnetic coupling which connects the media, the vortex core can be dramatically and repeatedly flipped from up to down and vice versa by the interface. This amazing phenomenon is source of a burstlike emission of spin waves each time the switching

process takes place. To our knowledge, such a nanodisk with an interface was not realized in laboratories yet. The vortex core motion was investigated with a simple description based on a two-dimensional model which mimics a very thin real material with defects.

Capítulo 1

Introdução

Durante as duas últimas décadas, foram presenciados grandes avanços na habilidade de se fabricar estruturas de vários tipos em nanoescalas, bem como, o desenvolvimento de novos métodos experimentais de exploração das propriedades físicas de tais estruturas. O estudo das propriedades de alguns materiais em nanoescala tem despertado bastante interesse por duas razões: primeiro, tem-se fabricado estruturas nanométricas com propriedades físicas e químicas, bem diferentes das encontradas em estruturas com dimensões microscópicas ou macroscópicas de mesmo composto. Como exemplo pode-se citar: a) uma amostra de material condutor pode tornar-se isolante quando em dimensões nanométricas; b) Um objeto nanométrico pode ser mais duro do que outro feito do mesmo material, porém, de dimensões maiores; c) Um material magnético pode parar de comportar-se como um ímã ao ser preparado sob a forma de amostras nanométricas; d) Partículas de ouro, que são relativamente inertes do ponto de vista químico, podem tornar-se bastantes reativas, quando transformadas em nanopartículas. Estas novas propriedades devem-se à grande concentração de átomos nas superfícies e interfaces destes materiais. Tais diferenças ocorrem devido ao fato de que os átomos localizados nestes sítios mais externos participam de forma mais pronunciada nas interações físicas e químicas, com o meio no qual estão inseridos, em relação àqueles que estão no interior do material. A segunda razão está na real possibilidade de se fabricar novos dispositivos tecnológicos com finalidades específicas, através da manipulação do tamanho e da forma destes nano objetos. Pode-se citar, por exem-

1.Introdução

plô, materiais magnéticos em escalas nanométricas, conhecidos como nanomagnetos ou materiais nanomagnéticos. Estes materiais podem ser encontrados na natureza ou produzidos artificialmente. Na natureza, eles são constituídos de magnetita (Fe_3O_4) e podem ser encontradas precipitadas em bactérias, insetos e em alguns animais de grande porte, servindo, por exemplo, como sistema de orientação espacial [1]. Nanobiomagnetos também vêm sendo muito utilizados na medicina no diagnóstico de câncer e na administração local de medicamentos. Quando produzidas artificialmente, essas nanoestruturas podem ser modeladas em várias formas geométricas diferentes, tais como, cadeias de partículas finas, nanofios retangulares e cilíndricos, nanodiscos, nanojunções, nanotubos, nanoanéis, dentre outras (figura 1.1). As propriedades magnéticas destes nanomateriais são bastante sensíveis às suas formas geométricas, o que possibilita várias aplicações tecnológicas.

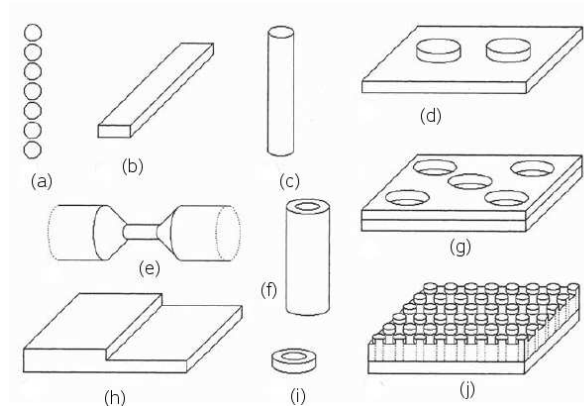


Figura 1.1: Geometrias típicas de nanoestruturas: (a) cadeias de partículas finas, (b) nanofios retangulares, (c) nanofios cilíndricos, (d) nanopontos, (e) nanojunções, (f) nanotubos, (g) nanoburacos, (h) nanodegraus, (i) nanoanéis e (j) filmes finos. Figura retirada da referência [1]

1.1 Aplicações tecnológicas de nanomagnetos

Materiais magnéticos em escala nanométrica são fortes candidatos para a fabricação de mídias de armazenamento ultrarrápidas e de alta densidade, pois, cada elemento uniaxial de uma rede de material nanomagnético pode armazenar um bit de

1.Introdução

dados [3]. Existe também a possibilidade de incorporar tais materiais diretamente em microchip, como memórias não-voláteis de alta densidade, *MRAM* - “magnetoresistive random memory”. Estas memórias, se fabricadas com materiais nanomagnéticos na forma de discos, podem armazenar até dois bits de dados por célula, desde que estes discos possuam uma configuração tipo vórtice com polarização não nula [4, 5, 6]. Outra possibilidade é a fabricação de portas lógicas magnéticas, através das quais dados podem ser manipulados via interações magnetostáticas entre cadeias de materiais nanomagnéticos [7]. Pode-se também construir dispositivos magneto eletrônicos com materiais híbridos, ferromagnético/semicondutor, tais como, Efeito Hall lógico, filtros de spins e transistores de spins, que manipulam uma corrente elétrica em um circuito através dos spins dos elétrons e não das cargas destes. Recentemente, estes materiais nanomagnéticos têm sido utilizados na fabricação de redes geometricamente frustradas, tais como, redes quadradas $2D$, formadas por “ilhas” alongadas de liga de níquel-ferro conhecidas como permalloy ($Py : Ni_{81}Fe_{19}$) (figura 1.2), que possuem domínios ferromagnéticos simples, conhecidas como “ $2D$ Spin Ice” [8]. Em trabalho recente [9] utilizando-se simulação de Monte Carlo, viu-se a possibilidade da existência de cargas magnéticas isoladas, neste tipo de rede, o que o torna um forte candidato a revolucionar as áreas tecnológicas de transmissão e armazenamento de dados, pois estas informações poderiam ser transportadas através destas cargas.

1.2 Fabricação e caracterização de materiais nanomagnéticos

O que tornou possível o estudo dos materiais magnéticos em escalas nanométricas foi o avanço recente das técnicas de litografia utilizadas em sua fabricação, bem como, das técnicas de imagem de alta resolução. Na fabricação de tais materiais, as técnicas mais utilizadas são as de litografia de feixe de elétrons (EBL - “electron-beam lithography”) [10, 11], litografia de raio X (XRL - “X-ray lithography”) [12] e litografia de interferência (INL - “interference lithography”) [13, 14]. O EBL pode ser utilizado no preparo de elementos magnéticos com escalas características menores que $10nm$, mas

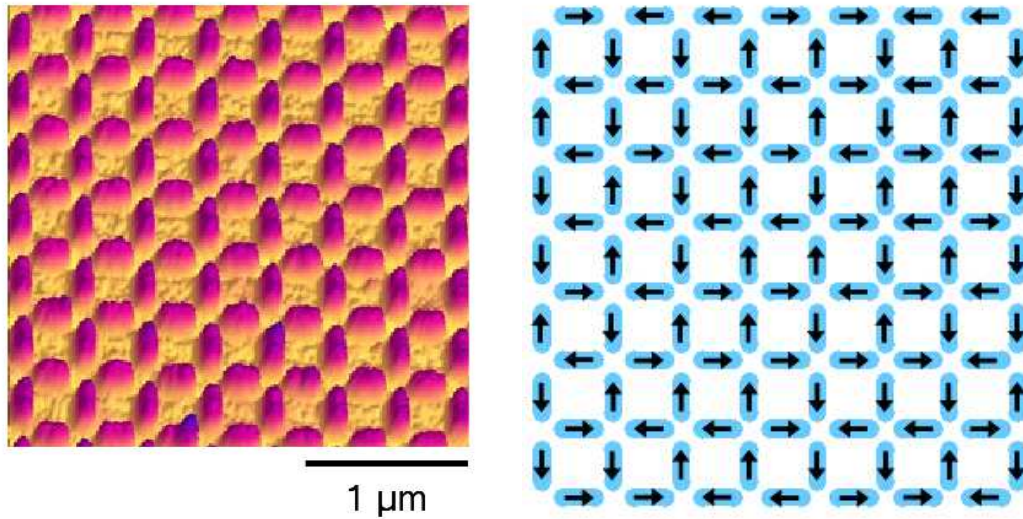


Figura 1.2: A figura à esquerda é uma imagem de AFM (“Atomic force microscopy”) de uma rede de Permalloy típica, com espaçamento de rede da ordem de $400nm$. Na figura à direita, as setas representam o sentido e a direção dos momentos magnéticos de cada “ilha”. Figura retirada da referência [8]

a fabricação de amostras de grandes superfícies, da ordem de alguns micra, torna-se muito difícil utilizando-se esta técnica; para tal feito, deve-se utilizar as técnicas XRL e INL. Na figura 1.3, são mostrados o esquema da técnica INL e os nanomagnetos formados através deste tipo de litografia. A fabricação de nanodiscos de permalloy, se faz através da combinação de três técnicas - “electron beam lithography”, “thermal evaporation” e “lift-off”- sobre um substrato de membrana transparente a feixes de elétrons. Um esquema deste método de fabricação pode ser visto na figura 1.4. Nanodiscos individuais e cadeias formadas por nanodiscos podem ser vistas na figura 1.5.

Tão importante quanto as técnicas de preparação das amostras nanomagnéticas, são os aparatos experimentais especiais utilizados para a caracterização das propriedades magnéticas destas nanoestruturas. Propriedades magnéticas de um conjunto de nanomagnetos, como a curva de histerese, podem ser analisadas através de técnicas padrão, tais como, efeito Kerr magneto-ótico (MOKE - “magneto-optical Kerr effect”) e dispositivo supercondutor quântico de interferência (SQUID - “superconducting quantum interference device”). Porém, devido à baixa resolução das técnicas citadas acima

1.Introdução

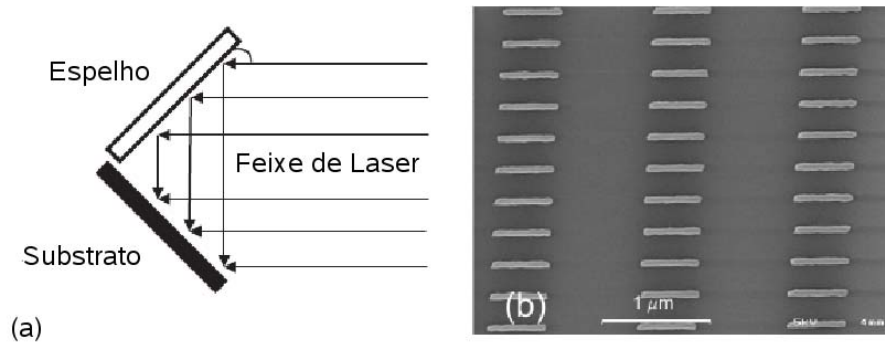


Figura 1.3: (a) Diagrama esquemático do sistema de litografia de interferência [13]. O ângulo de incidência e o comprimento de onda do laser definem a periodicidade das figuras de difração que marcam o substrato. (b) Pseudoválvula de spin com multicamadas de $Co(4nm)$, $Cu(3nm)$ e $NiFe(6nm)$ fabricada através da técnica INL. Figura retirada da referência [2]

e da grande diferença das propriedades magnéticas de cada nanomagneto do conjunto, as características individuais não são percebidas. Para estudar as propriedades magnéticas individuais destes materiais, são utilizadas técnicas mais sofisticadas de alta resolução espacial. A microscopia de força magnética (MFM - “Magnetic force microscopy”) [15,16,17], microscopia de elétrons de Lorentz (LEM - “Lorentz electron microscopy”) [18,19], microscopia de varredura de elétrons com análise de polarização (SEMPA - “scanning electron microscopy with polarization analysis”) [20] e a microscopia MOKE [21] podem ser utilizadas na caracterização das estruturas dos domínios magnéticos. As técnicas LEM, Micro-SQUID [22,23] e MFM [2] são também utilizadas no estudo do comportamento da magnetização. A microscopia de varredura Kerr, resolvida no tempo, é útil na análise da distribuição temporal da magnetização. Estas técnicas são complementares e, suas combinações delas possibilitam uma completa visualização da distribuição da magnetização e uma parcial, ou até mesmo, total compreensão da dinâmica dos momentos magnéticos nestes nanomateriais.

Uma outra ferramenta que ajuda explicar as observações experimentais e entender o processo de formação de domínios, nestes materiais nanomagnéticos, é a simulação computacional, através de microssimulação magnética ou de dinâmica de spins. Microssimulações magnéticas são feitas utilizando-se a equação de Landau-

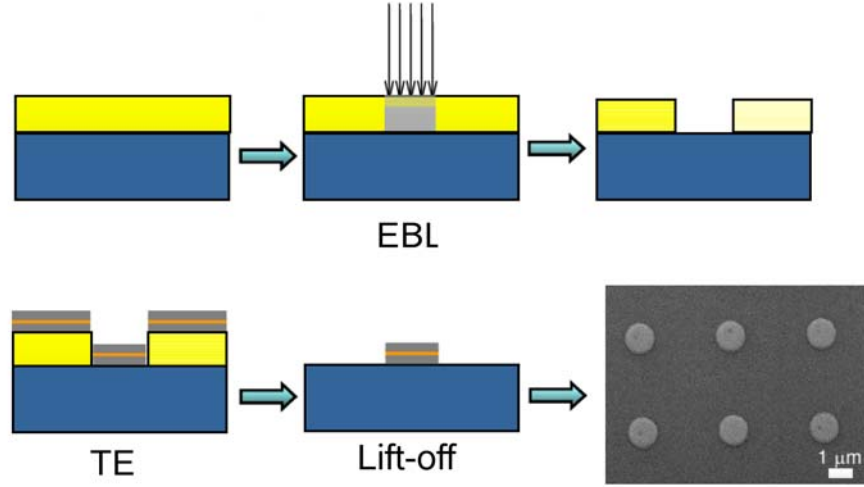


Figura 1.4: Esquema de fabricação de nanodiscos magnéticos via combinação das técnicas “electron beam lithography” (EBL), “thermal evaporation” (TE) e “lift-off”. Figura retirada da referência [2]

Lifshitz-Gilbert:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \hat{H}_{eff} - \frac{\gamma\alpha}{M_s} \times (\vec{M} \times \hat{H}_{eff}), \quad (1.1)$$

onde M é a magnetização total do sistema, H_{eff} é o campo efetivo, γ a constante giromagnética e α o coeficiente de amortecimento. Nesta equação, o campo efetivo é definido como

$$H_{eff} = \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (1.2)$$

onde E é a densidade de energia magnética total que inclui a energia de troca, a energia de anisotropia, a energia Zeeman e a energia magnetostática.

Já a dinâmica de spins é feita através da integração da equação de movimento de Heisenberg:

$$\frac{d\vec{S}_i}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\vec{S}_i, \hat{H}], \quad (1.3)$$

onde \vec{S}_i é o vetor spin magnético, \hat{H} o hamiltoniano do sistema a ser estudado, i é o número imaginário $\sqrt{-1}$ e \hbar é a constante de Planck.

Nesta tese, o interesse está na dinâmica de spins em nanodiscos magnéticos, mais especificamente, no fenômeno de inversão da magnetização nestes nanodiscos.

1.Introdução

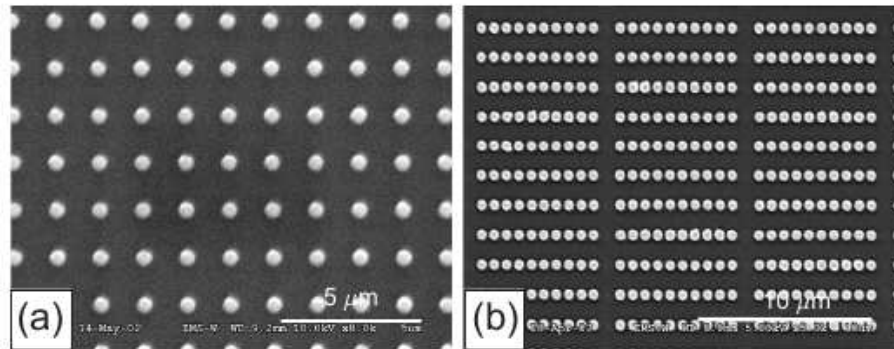


Figura 1.5: (a) Discos de *Py* fabricados através da litografia de feixes de elétrons. São discos individuais de 500nm de diâmetro e espessura de 30nm . (b) Rede de discos de *Py* com as mesmas dimensões dos discos do ítem (a). Figura retirada da referência [2]

Nos próximos capítulos, serão discutidos alguns conceitos importantes para este trabalho sobre magnetismo em dimensões macro e nanoscópicas. Serão vistas também as forma, já estabelecidas experimentalmente para a inversão da magnetização em nanodiscos magnéticos, que possuam uma configuração tipo-vórtice para os seus domínios magnéticos. Finalmente, será exibido o resultado central deste trabalho, a inversão da magnetização em nanodiscos magnéticos, obtido via simulação de dinâmica de spins, através da inserção de defeitos tipo-buraco e tipo-interface.

Capítulo 2

Algumas noções importantes sobre magnetismo

O magnetismo está entre as mais antigas áreas do conhecimento científico, tendo estimulado o progresso científico e tecnológico da humanidade. Os primeiros fenômenos magnéticos envolvendo a atração de alguns metais por ímãs naturais, provenientes de uma região da Grécia conhecida como Magnésia, foram descritos, já por volta de 900 a.C., pelo grego Magnus. Um marco no estudo do magnetismo em escala macroscópica é o ano de 1600, com a publicação do livro “*De Magnete*”, por William Gilbert [24], que tentava explicar os fenômenos magnéticos e o geomagnetismo. Sabe-se hoje, que o magnetismo da matéria está relacionado ao conceito de spin, que aparece naturalmente na equação relativística de Dirac, ao se tratar o efeito do campo magnético no elétron. Deste conceito, resultam os momentos magnéticos de spin e orbital. Nas próximas seções, serão feitas revisões das interações magnéticas que ocorrem nos materiais magnéticos macroscópicos, dos diferentes tipos de ordem magnética que aparecem nestes materiais, também conhecidas como magnetismo coletivo, e dos efeitos da anisotropia, devido à forma e à estrutura cristalina da amostra.

2.1 Interações Magnéticas

2.1.1 Interação dipolar

Considerando-se a interação entre dois dipolos magnéticos simples, $\vec{\mu}_1$ e $\vec{\mu}_2$, separados por um vetor \vec{r} , a energia desta configuração será dada pela equação:

$$E = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \left(\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2 - \frac{3}{r^2} (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{r}) (\vec{\mu}_2 \cdot \vec{r}) \right), \quad (2.1)$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética. Pode-se notar, através da equação acima, que a energia depende da distância e da orientação relativa entre dipolos. Uma estimativa desta energia pode ser feita considerando-se $\mu_1 = \mu_2 = 1\mu_b$ e $r = 2\text{\AA}$, onde μ_b é o magneton de Bohr. É assumido também, que os dipolos e o vetor \vec{r} são paralelos. Estas considerações levam à energia:

$$E = \frac{\mu_0 \mu_b^2}{2\pi r^3} = 2,1 \times 10^{-24} J. \quad (2.2)$$

Esta energia tem um valor que corresponde à temperatura ($E = kT$) um pouco menor que $1K$; ou seja, esta energia não consegue manter estes dipolos alinhados a altas temperaturas.

2.1.2 Interação de troca direta

Aqui, será considerado um modelo simples constituído de apenas dois elétrons indistinguíveis [25, 26] que possuem vetores posição \vec{r}_1 e \vec{r}_2 . A função de onda total será formada pelos estados dos elétrons $\psi(\vec{r}_1)$ e $\psi(\vec{r}_2)$. Como os elétrons são férmions, obedecerão ao princípio de exclusão de Pauli, que leva à uma função de onda antissimétrica. Se apenas os spins dos elétrons forem considerados, estas funções serão constituídas por uma parte espacial simétrica ψ , e outra antissimétrica χ , relacionada ao spin, ou vice-versa. A primeira situação representa um estado singlete com spin total ($S_{\text{total}} = 0$), enquanto a segunda é um estado tripleto ($S_{\text{total}} = 1$). As funções

2. Magnetismo

de onda correspondentes a estes estados são:

$$\psi_S = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_a(\vec{r}_1)\psi_b(\vec{r}_2) + \psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1)) \chi_S. \quad (2.3)$$

$$\psi_T = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_a(\vec{r}_1)\psi_b(\vec{r}_2) - \psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1)) \chi_T. \quad (2.4)$$

Com as funções de onda dadas acima, pode-se calcular as energias dos estados singlete e tripleto:

$$E_S = \int \psi_S^* H \psi_S dV_1 dV_2, \quad (2.5)$$

$$E_T = \int \psi_T^* H \psi_T dV_1 dV_2, \quad (2.6)$$

onde H é a hamiltoniana efetiva do sistema. Considerando a parte spin normalizada das funções de onda do singlete e do tripleto, isto é,

$$\vec{S}^2 = (\vec{S}_1 + \vec{S}_2)^2 = S_1^2 + S_2^2 + 2\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2, \quad (2.7)$$

onde

$$\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = \begin{cases} -\frac{3}{4}, & S_{total} = 0 \quad (\text{singlete}) \\ +\frac{1}{4}, & S_{total} = 1 \quad (\text{tripleto}) \end{cases}$$

a hamiltoniana efetiva pode ser expressa como:

$$H = \frac{1}{4} (E_S + 3E_T) - (E_S - E_T) \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2. \quad (2.8)$$

Pode-se notar que o primeiro termo é uma constante, mas o segundo termo é dependente dos spins dos elétrons. Esta dependência é muito importante nas propriedades ferromagnéticas dos materiais. Definindo a integral de troca como:

$$J = \frac{E_S - E_T}{2} = \int \psi_a^*(\vec{r}_1)\psi_b^*(\vec{r}_2)H\psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1)dV_1dV_2, \quad (2.9)$$

2. Magnetismo

o termo dependente dos spins na hamiltoniana efetiva fica da forma:

$$H_{\text{spin}} = -2J\vec{S}_1\vec{S}_2. \quad (2.10)$$

Sendo os spins localizados (não itinerantes), J é conhecida como constante de troca; onde tem-se que, se J for positiva ($E_S - E_T > 0$), o estado tripleto é energeticamente favorável ($S_{\text{total}} = 1$), e se J for negativo ($E_S - E_T < 0$), o estado singleto é favorável ($S_{\text{total}} = 0$).

Como foi visto acima, o estudo da interação entre dois elétrons é relativamente simples, mas um sistema magnético é constituído de inúmeros átomos e consequentemente de muitos elétrons, o que torna inviável a utilização da equação de Schrödinger. Contudo, a parte mais importante da interação de troca ocorre entre os átomos mais próximos; esta consideração leva ao modelo de Heisenberg:

$$H_{\text{spin}} = - \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j, \quad (2.11)$$

onde J_{ij} é a constante de troca entre os spins localizados nos sítios i e j . Geralmente J é positivo para elétrons de um mesmo átomo, e negativo para elétrons pertencentes a átomos diferentes.

2.1.3 Interação de troca indireta

Existem diferentes tipos de interação de troca indireta que dependem significativamente do tipo de material magnético. Estas interações podem ser classificadas como interação de supertroca, interação de troca RKKY (RKKY: Ruderman, Kittel, Kasuya, Yosida) e interação de troca dupla [26].

A interação de supertroca ocorre em sólidos iônicos. Nestes materiais, a interação de troca é intermediada por íons não magnéticos localizados entre íons magnéticos. Devido à distância entre os íons magnéticos, estas interações são mais importantes que a de troca direta. Esta interação poderá favorecer uma configuração com todos os spins dos íons magnéticos paralelos, ou antiparalelos. O óxido de magnésio

2. Magnetismo

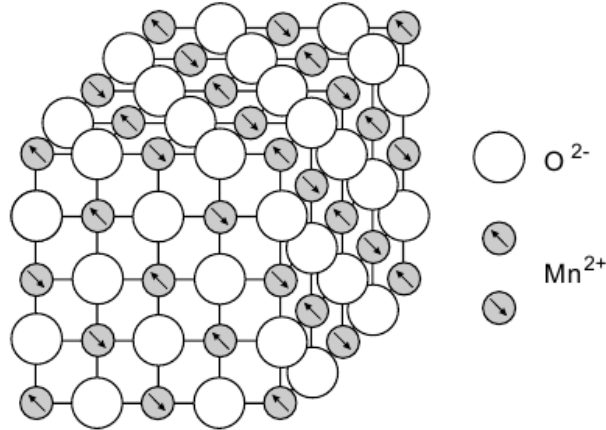


Figura 2.1: Estrutura magnética do óxido de manganês MnO . Figura retirada da referência [1]

MnO (veja a figura 2.1) é um exemplo deste tipo de material. Cada íon Mn^{2+} possui 5 elétrons em seu orbital d , com todos os spins paralelos devido à regra de Hund. O íon O^{2-} possui o orbital p , completamente ocupado por elétrons, com todos os seus spins alinhados antiparalelamente. Neste material, cada átomo de O estará ligado a dois átomos de Mn , o que irá favorecer um alinhamento antiparalelo entre os spins.

A interação de troca RKKY ocorre em metais com momentos magnéticos localizados. A interação entre estes momentos é intermediada por elétrons de valência. Este acoplamento é caracterizado pela dependência da “constante” de troca $J_{RKKY}(r)$ com a distância entre íons:

$$J_{RKKY} \propto F(2k_F r), \quad (2.12)$$

onde k_F é o vetor de onda dos elétrons livres com

$$F(x) = \frac{\text{sen}(x) - x\text{cos}(x)}{x^4} \quad (2.13)$$

(veja a figura 2.2). Este tipo de acoplamento não ocorre apenas entre spins de sítios vizinhos, como na interação de troca direta; ele também é anisotrópico, o que pode levar a configurações de spins complicadas. Como pode ser visto através da função $F(x)$, esta interação possui um comportamento oscilatório, assim, o alinhamento entre spins pode ser paralelo ou antiparalelo, dependendo da distância entre os átomos. Este

2. Magnetismo

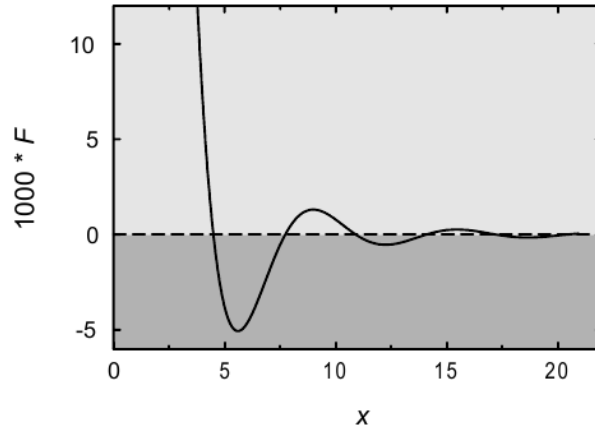


Figura 2.2: Representação gráfica da função $F(x)$, definida em 2.13, usando $x = 2k_F r$. Os valores positivos, parte clara, levam a um alinhamento paralelo entre spins, e os valores negativos, parte escura, levam a um alinhamento antiparalelo. Figura retirada da referência [1]

tipo de interação de troca pode ser encontrado, por exemplo, em metais de terra rara.

Em alguns óxidos, os íons magnéticos apresentam valências misturadas, isto é, diferentes estados de oxidação levam a um alinhamento dos momentos magnéticos. Um material que possui esta propriedade é a magnetita (Fe_3O_4), que é constituída de íons Fe^{2+} e Fe^{3+} .

2.2 Magnetismo Coletivo

Na seção anterior, foram discutidos os diferentes tipos de interação que ocorrem entre os momentos magnéticos localizados. Estas interações levam a diferentes estados magnéticos fundamentais, que resultam em um magnetismo coletivo. Um esquema destas diferentes configurações pode ser visto na figura 2.3. Quando os momentos magnéticos estão alinhados paralelamente, tem-se o estado ferromagnético; se orientados antiparalelamente, tem-se o estado antiferromagnético, e se estão congelados com suas direções distribuídas estatisticamente abaixo de uma certa temperatura crítica, tem-se os vidros de spins. As configurações helicoidal e espiral ocorrem quando os momentos magnéticos estão paralelos em um plano, mas as direções variam de plano

2. Magnetismo

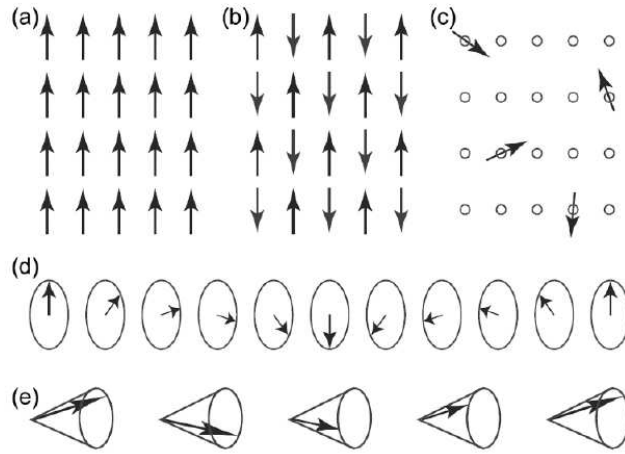


Figura 2.3: Diferentes configurações dos momentos magnéticos de sistemas magnéticos ordenados: (a) ferromagnetos, (b) antiferromagnetos, (c) vidros de spins, (d) configuração helicoidal e (e) configuração espiral. Figura retirada da referência [26]

a plano, de tal forma que os momentos magnéticos movem-se em trajetórias circulares ou cônicas, respectivamente. Como foi visto na seção anterior, a interação dipolar não é capaz de produzir estes ordenamentos magnéticos à temperatura ambiente, pois seria nesse caso, vencida facilmente pela entropia. A ordem em sistemas magnéticos se deve principalmente à interação de troca. Pode-se mostrar a importância desta interação utilizando-se uma aproximação [26] proposta por Weiss, onde a interação de um íon magnético com seu vizinho mais próximo é descrito usando-se um campo molecular $B_{mf} = \lambda_m M$, onde M é a magnetização do sistema e λ_m é a constante de campo molecular, cuja intensidade está relacionada à influência da interação de Coulomb sobre a interação de troca. Através desta aproximação, pode-se estimar as temperaturas de transição entre estados magnéticos ordenados e desordenados. Por exemplo, um valor típico da temperatura de Curie T_c , temperatura de transição entre o estado ferromagnético e o estado paramagnético, calculado através desta aproximação, está em torno de $1000K$. Assim, modelos que descrevem a ordem em materiais magnéticos têm como interação base, a interação de troca.

2. Magnetismo

2.2.1 O Modelo de Heisenberg

Como pode ser visto na hamiltoniana efetiva 2.8, a interação entre íons magnéticos de sítios vizinhos é do tipo $\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$, onde \vec{S}_i é o spin do íon localizado no sítio i . Como uma extensão desta interação, tem-se o modelo de Heisenberg [25, 27] que é expresso pela hamiltoniana:

$$H = \pm J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2.14)$$

sendo a soma feita sobre vizinhos mais próximos, $J > 0$ é o acoplamento entre os íons vizinhos e os spins são considerados vetores (no limite clássico) com o vínculo não linear $S^2 = S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 = 1$. O sinal negativo na hamiltoniana representa o acoplamento ferromagnético (figura 2.3-a), uma vez que a energia do estado fundamental é atingida quando os spins estão alinhados paralelamente ($\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = 1$). Através do mesmo raciocínio, percebe-se que, com o sinal positivo, tem-se um acoplamento antiferromagnético (figura 2.3-b). O modelo de Heisenberg é isotrópico, ou seja, não há uma direção preferencial para onde os spins devam apontar. Pode-se introduzir um termo de anisotropia na hamiltoniana 2.14, para levar em consideração a existência de uma direção preferencial. Neste caso, a hamiltoniana 2.14, para um ferromagneto, fica da forma:

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \left(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \lambda S_i^z S_j^z \right), \quad (2.15)$$

onde λ é a constante de anisotropia. Se λ for nula, volta-se ao modelo de Heisenberg original que, como foi colocado anteriormente, é isotrópico. Para $\lambda = 1$ a hamiltoniana será:

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y). \quad (2.16)$$

Neste caso, 2.16, descreve dois modelos distintos. Se o spin for considerado um vetor tridimensional, $S^2 = S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 = 1$, tem-se o modelo XY . Se o spin for bidimensional, $S^2 = S_x^2 + S_y^2 = 1$, obtém-se o modelo de Rotor Planar. Se λ estiver compreendido entre 0 e 1, o modelo de Heisenberg será de plano fácil, ou seja, os spins preferem ficar paralelos a um plano xy , nesta ocasião. No caso de λ negativo, o modelo de Heisenberg será de eixo fácil, ou seja, haverá uma preferência dos spins de

2. Magnetismo

se alinharem na direção da componente de spins do termo de anisotropia, no caso da hamiltoniana 2.15, na direção z .

À excessão do modelo de rotor planar, os demais modelos possuem dinâmica, que pode ser obtida através da equação de movimento de Heisenberg:

$$\frac{d\vec{S}_i}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\vec{S}_i, \hat{H}], \quad (2.17)$$

onde \hat{H} é a hamiltoniana do modelo em questão, \hbar é a constante de planck e $[\vec{S}, \hat{H}] = \vec{S}\hat{H} - \hat{H}\vec{S}$ é a operação de comutação entre \vec{S} e \hat{H} . Como a hamiltoniana é constituída de componentes de operadores spins, tem-se a operação de comutação canônica entre componentes de operadores de spin S^x , S^y e S^z , que é dada por $[S^\alpha, S^\beta] = -i\hbar\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}S^\gamma$, onde $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ é igual a 1 se α , β e γ forem cíclicos, por exemplo, $\varepsilon_{y,z,x} = 1$; caso contrário, igual a -1 .

Sistemas macroscópicos são geralmente constituídos por uma quantidade enorme de átomos, $\sim 10^{23}$ átomos; sendo assim, seu tratamento matemático, mesmo através dos modelos acima, não é fácil. Geralmente, recorre-se ao tratamento destes e outros modelos através de técnicas aproximadas: campo médio, grupos de renormalização, métodos computacionais como o de Monte Carlo, Monte Carlo Quântico e o de dinâmica de spins, entre outras. Em alguns casos, é interessante tratar os spins como entes físicos clássicos. Desta forma, pode-se desconsiderar o princípio de incerteza, ou seja, pode-se conhecer as três componentes de spin, simultaneamente. Neste trabalho, tem-se como foco esta aproximação.

2.2.2 Anisotropia

Nos materiais magnéticos existem interações que selecionam uma direção particular, conhecida como eixo fácil, ao longo da qual o momento magnético prefere direcionar-se. Estas interações são conhecidas na literatura como energia de anisotropia ou simplesmente, anisotropia [26,1]. Existem duas fontes principais de anisotropia; a interação spin-órbita dos elétrons com a estrutura cristalográfica do material, resultando na anisotropia magnetocristalina. Devido à esta interação, os spins preferem

2. Magnetismo

se alinhar ao longo de uma direção cristalográfica bem definida. Logo, nos materiais que possuem este tipo de anisotropia, existem direções onde o custo de energia é pequeno para que ocorra o alinhamento dos momentos magnéticos (“easy direction”), e direções onde o alinhamento é mais custoso energeticamente (“hard direction”). A energia magnetocristalina normalmente é menor que a energia de troca mas, mesmo assim, a direção da magnetização é determinada pela anisotropia, pois a interação de troca é responsável pelo emparelhamento dos momentos magnéticos, qualquer que seja a direção destes. Materiais com este tipo de anisotropia são conhecidos como materiais magnéticos pesados. A outra principal fonte de anisotropia é a interação dipolar entre os momentos magnéticos atômicos. A energia de interação dipolar, como foi visto na equação 2.1, cai com a distância entre dipolos vizinhos elevado ao cubo ($1/r^3$). Assim, a energia dipolar total em um sistema magnético é proporcional à

$$\int_v d^3r(1/r^3) \sim \int_v dr r^2(1/r^3), \quad (2.18)$$

onde a integral é feita sobre todo o volume do sistema. Pode-se notar que, para um sistema infinito, a integral acima diverge; logo, tal termo só se apresenta fisicamente razoável para amostras finitas. Quando a amostra é bem pequena, em escala de poucos micra, sua forma global controla a direção do eixo fácil, se a anisotropia magnetocristalina é desprezível. Por esta razão, na literatura, a anisotropia devido à interação dipolar é conhecida como “anisotropia de forma”. Estas amostras finitas exibem densidades de polos magnéticos, que resultam num campo magnetostático externo, e que leva a um campo de desmagnetização dentro da amostra. A energia magnetostática devido ao seu próprio campo é dado por:

$$E = -\frac{1}{2} \int \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_d d^3r, \quad (2.19)$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo, \vec{M} é o vetor magnetização do sistema e \vec{H}_d é o campo de desmagnetização. Este campo é calculado através da expressão,

2. Magnetismo

$\vec{H}_d = -\vec{\nabla}\phi_d(\vec{r})$, onde $\phi_d(\vec{r})$ é o potencial escalar magnético, expresso por:

$$\phi_d(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \left[\int_{v'} \frac{\rho_M(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dv' + \int_{s'} \frac{\sigma_M(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} ds' \right]. \quad (2.20)$$

Na equação acima, $\rho_M(\vec{r}) \equiv -\vec{\nabla} \cdot \vec{M}(\vec{r})$ e $\sigma_M(\vec{r}) \equiv \vec{M}(\vec{r}) \cdot \hat{n}$ são as densidades de “cargas magnéticas efetivas” volumétricas e superficiais, respectivamente, e \hat{n} é o vetor unitário normal à superfície da amostra, em cada ponto. Pode-se mostrar através do teorema da divergência, que a densidade de “carga” total de qualquer magneto é nula:

$$\int_{V_0} (-\vec{\nabla} \cdot \vec{M} dv') + \int_{S_0} \vec{M} \cdot \hat{n} ds' = 0. \quad (2.21)$$

Nota-se, através da equação 2.19, que a contribuição da energia magnetostática no sistema é positiva ou nula. Logo, em materiais magnéticos leves, onde a anisotropia magnetostática se torna a principal fonte de anisotropia, a energia poderá ser minimizada apenas pelo princípio da ausência de pólos, isto significa que, sempre que possível, os momentos magnéticos tenderão a ficar paralelos às bordas externas do material e adotarão configurações volumétricas que satisfaçam à relação $\vec{\nabla} \cdot \vec{M} = 0$. Este tipo de anisotropia é importante em estruturas nanomagnéticas feitas de materiais magnéticos leves, tais com, *Fe*, *Co* e *Ni*.

Como foi visto na seção anterior, o modelo de Heisenberg é completamente isotrópico, sendo necessário o acréscimo de termos na hamiltoniana 2.14 para torná-la anisotrópica. Isto torna o modelo mais realista; já que, como foi visto anteriormente, materiais magnéticos não são, geralmente, isotrópicos. Nos modelos de Heisenberg isotrópico unidimensional e bidimensional, por exemplo, o teorema de Mermin-Vagner mostra que o número de ondas de spins diverge, isto é, a magnetização é nula em $T > 0K$. Logo, flutuações podem ser excitadas com energias infinitamente pequenas neste modelo, o que destrói qualquer ordem de longo alcance. Isto não ocorre, por exemplo, com o tetrafluoreto de níquel potássio (K_2NiF_4), que apresenta uma ordenação antiferromagnética bidimensional em temperatura ambiente [28]. Neste trabalho, o interesse está em materiais magnéticos que possuam apenas anisotropia

2. Magnetismo

de forma, ou seja, materiais magnéticos leves. Assim, foi adicionado à hamiltoniana de Heisenberg um termo que imita a anisotropia dipolar. Mais detalhes sobre este termo serão dados quando o modelo estudado neste trabalho for definido.

2.2.3 Excitações topológicas

Alguns modelos descritos na seção 2.2.1 apresentam como soluções, devido à sua baixa dimensionalidade, excitações topológicas não-lineares. Algumas destas excitações são consideradas partículas emergentes, e afetam de forma bastante considerável as propriedades dinâmicas e estáticas dos sistemas onde estas ocorrem [29,30].

Como exemplo, pode-se citar o modelo de Heisenberg isotrópico 2.14. Utilizando este modelo, Belavin e Polyakov obtiveram usando argumentos relacionados à topologia, configurações estáticas de energias finitas denominadas *sólitons* [31]. Para obter esse tipo de excitação, eles procuraram por configurações nas quais os spins ficavam alinhados no infinito. Para tanto, fizeram o mapeamento estereográfico do espaço interno dos spins (esfera de spins) no espaço físico real (plano bidimensional), como pode ser visto na figura 2.4. Neste caso, tem-se uma configuração na qual os



Figura 2.4: Mapeamento estereográfico para sóliton de carga $Q = 1$

spins no infinito são perpendiculares ao plano e apontam para cima, enquanto o spin localizado na origem também é perpendicular ao plano, mas aponta para baixo, como pode ser visto na figura 2.5. Este mapeamento de spins leva a uma carga topológica Q , que é definida pelo número de vezes que a esfera de spins é coberta pelo espaço físico. O tamanho do sóliton é caracterizado pela distância R entre a origem e os spins paralelos ao plano. Em uma aproximação de teoria de campos, onde é considerado o limite contínuo com os spins parametrizados pelos campos m e ϕ , tal que, $\vec{S} = (\sqrt{1 - m^2} \cos \phi, \sqrt{1 - m^2} \sin \phi, m^2)$. Um sóliton de carga topológica $Q = 1$ na

2. Magnetismo

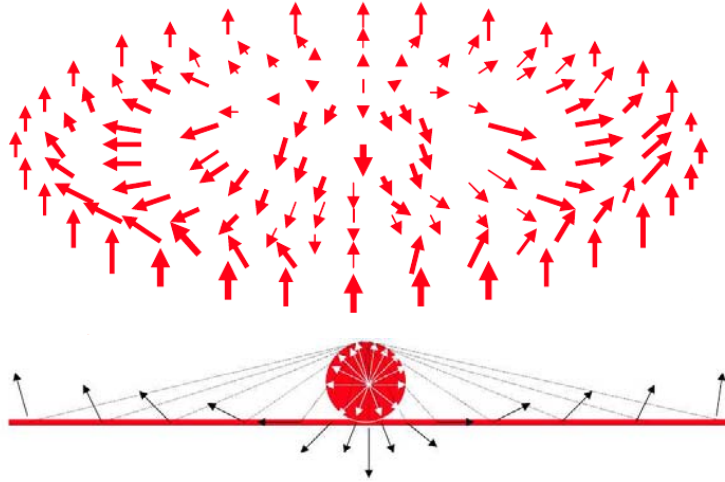


Figura 2.5: Sóliton de Belavin-Polyakov com carga $Q = 1$

origem do plano é representado por:

$$m = \frac{r^2 - R^2}{r^2 + R^2}, \quad \phi = \arctan \frac{y}{x}, \quad (2.22)$$

onde R é o tamanho do sóliton, e $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ é a distância de um ponto qualquer do plano ao centro do sóliton. Pode-se mostrar que a energia desta configuração é finita. Possui um valor igual a $4\pi JS^2$, que não depende do tamanho do sóliton devido à invariância de escala do modelo.

Nos modelos de plano-fácil, surgem excitações topológicas denominadas *vórtices*. Tais excitações possuem energia infinita (no limite em que o próprio tamanho do sistema tende ao infinito, *limite termodinâmico*) mas, apesar disso, contribuem de forma significativa para as propriedades dos sistemas. Os vórtices são responsáveis pela transição de fase de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless [32]. Acredita-se também que eles são responsáveis pelo pico central na função correlação dinâmica [33, 34, 35]. Existem dois tipos de vórtices: o planar e o não planar (ou fora do plano). O primeiro é a forma mais simples de vórtice e surge no sistema quando a anisotropia é suficientemente grande, capaz de confinar os spins no plano. O segundo tipo tem esse nome porque os spins localizados no seu centro estão fora do plano. Isto ocorre para que a sua energia seja minimizada, pois a densidade de energia de troca neste local é muito

2. Magnetismo

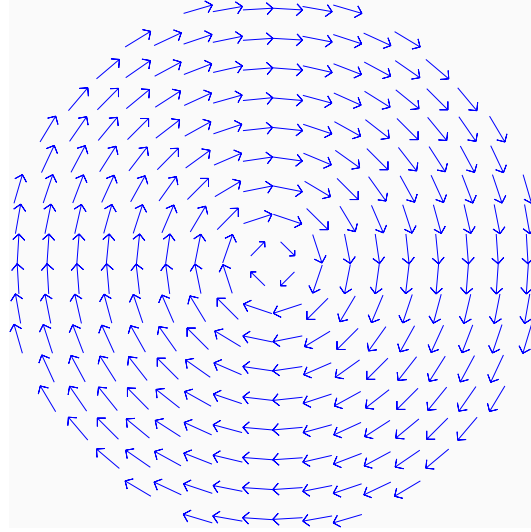


Figura 2.6: Vórtice com carga topológica $Q = 1$

grande. Isto se deve ao posicionamento perpendicular entre estes spins. Este tipo de excitação topológica é de grande importância neste trabalho, por isso, na sequência, serão obtidas as soluções vórtice e suas principais propriedades.

As excitações topológicas tipo vórtice representam um mínimo local de energia do sistema. A forma mais simples de se obter a solução tipo vórtice é através do modelo rotor planar, definido pela hamiltoniana 2.16 com o vínculo $S^2 = S_x^2 + S_y^2 = 1$.

Através desta hamiltoniana, pode-se notar que um mínimo local de energia irá ocorrer em uma rede quadrada bidimensional se a grande maioria dos spins da rede tiver como vizinhos mais próximos, spins com direções perpendiculares às suas, e que a partir destes sítios, as direções dos spins passem a variar lentamente. Estas

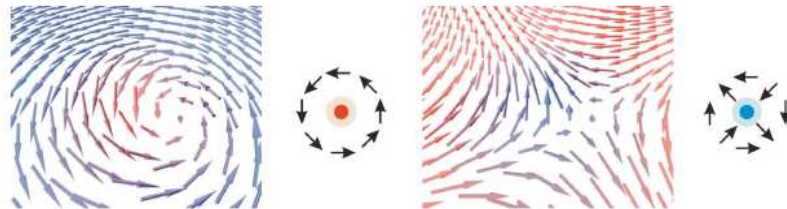


Figura 2.7: Excitação topológica tipo-vórtice e antivórtice não planar. No esquema bidimensional à direita das figuras, os pontos coloridos representam os componentes fora do plano da magnetização, sendo azul para “up” e vermelho para “down”.

2. Magnetismo

imposições levam à configuração mostrada na figura 2.6, que é um vórtice com carga topológica $Q = 1$.

Pode-se também identificar uma excitação tipo vórtice, somando-se a diferença entre ângulos formados por spins equidistantes ao centro do vórtice com um eixo arbitrário.

Se a soma nesta plaqueta for múltiplo de 2π , tem-se um vórtice. Isto pode ser visto através da expressão:

$$\oint \vec{\nabla}\phi \cdot d\vec{l} = 2\pi Q, \quad Q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.23)$$

Nessa expressão, o campo escalar ϕ representa o ângulo feito entre um spin pertencente à plaqueta e o eixo arbitrário e Q , a carga topológica do vórtice. Esta é a definição dada por Kosterlitz-Thouless para a vorticidade Q . Através dela, pode-se notar que existem vórtices de cargas topológicas negativas, conhecidos como antivórtices.

Para a consideração das soluções tipo vórtices planares, utiliza-se a versão contínua do modelo rotor planar,

$$H = \frac{J}{2} \int (\vec{\nabla}\phi)^2 d^2r, \quad (2.24)$$

que é obtida facilmente anulando-se o campo m no modelo XY . O campo de spins correspondente ao mínimo local de H pode ser obtido através da condição:

$$\frac{\delta H}{\delta \phi} = 0 \quad \Rightarrow \quad \nabla^2 \phi = 0. \quad (2.25)$$

A equação 2.25 é a equação de Laplace e possui dois tipos de soluções. Uma é o estado fundamental, onde o campo ϕ é uma constante. A outra é a solução vórtice,

$$\phi_v = Q \arctan \left(\frac{y - y_v}{x - x_v} \right), \quad (2.26)$$

onde as coordenadas (x_v, y_v) indicam o centro do vórtice.

2. Magnetismo

A energia do vórtice pode ser calculada a partir da relação 2.23 e da hamiltoniana 2.24. Como este problema possui simetria cilíndrica, o campo ϕ_v deve ser expresso da forma $\phi_{\vec{r}} = \phi(r)$; assim, pode-se calcular a integral 2.23 ao longo de um círculo de raio r centrado na posição $r_v = (x_v, y_v)$ do vórtice:

$$2\pi Q = \oint \vec{\nabla} \phi_v \cdot d\vec{l} = 2\pi r |\vec{\nabla} \phi_v|, \quad (2.27)$$

o que leva à expressão, $|\vec{\nabla} \phi_v| = Q/r$. Ao substituir a expressão anterior na hamiltoniana 2.24 tem-se a energia do vórtice:

$$E_v \simeq \frac{JQ^2}{2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{a_0}^L \frac{dr}{r} = \pi Q^2 J \ln \left(\frac{L}{a_0} \right), \quad (2.28)$$

onde L é o tamanho da rede, e $a_0 = 0.24a$ é o valor mais apropriado para o limite inferior de integração, já que no limite contínuo o vórtice é uma solução singular da equação de Laplace, e a é o espaçamento de rede. Este limite inferior de integração foi obtido numericamente para uma rede quadrada [36].

Foi mostrado, também, por Kosterlitz e Thouless, que sistemas representados pelo modelo de Rotor Planar apresentam ordem topológica, ou seja, a carga topológica destes sistemas deve ser conservada. Logo, os vórtices surgem nestes sistemas em pares vórtice-antivórtice (figura 2.8). No limite contínuo, este par é representado pelo campo ϕ_{av} da seguinte forma:

$$\phi_{av} = \arctan \left(\frac{y - y_v}{x - x_v} \right) - \arctan \left(\frac{y - y_a}{x - x_a} \right), \quad (2.29)$$

onde o vórtice está centrado na coordenada (x_v, y_v) e o antivórtice em $(x_a = -x_v, y_a = -y_v)$. Da mesma forma que foi calculada a energia do vórtice livre, pode-se calcular a do par vórtice-antivórtice. Esta energia é dada por:

$$E_{av} = \pi^2 J + 2\pi J \ln \left(\frac{R}{a_0} \right), \quad (2.30)$$

onde R é a distância entre os centros do par. Diferentemente dos vórtices livres, pode-

2. Magnetismo

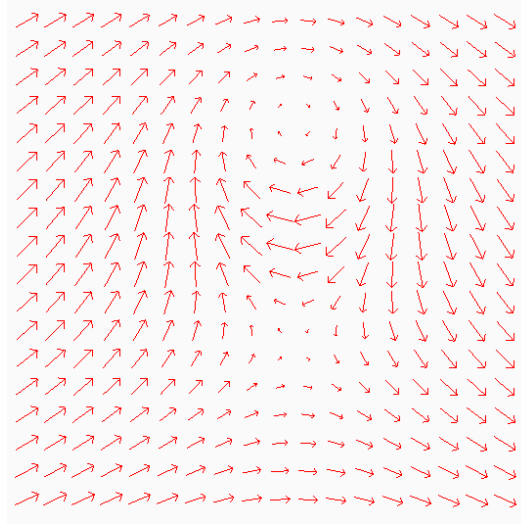


Figura 2.8: Par vórtice-antivórtice com carga total nula

se notar que a energia do par vórtice-antivórtice é finita, já que a distância R entre os pares é finita (de poucos espaçamentos de rede).

Recentemente, o estudo da interação de vórtices com impurezas e irregularidades espaciais de sistemas magnéticos têm recebido muita atenção [37, 38, 39]. Este tipo de interação é bastante importante, tanto do ponto de vista teórico quanto experimental, pois estas afetam consideravelmente as propriedades estáticas e dinâmicas dos vórtices. Trabalhos recentes usando as mais diversas técnicas tais como, cálculos analíticos [38, 40], métodos numéricos de relaxação de spins e Monte Carlo e resultados experimentais [41, 42] mostraram, por exemplo, que vórtices podem ser atraídos e capturados por impurezas não magnéticas. Foi mostrado também, que a temperatura de transição de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless, onde ocorre o desligamento de pares vórtice-antivórtice, diminui com o aumento da concentração de vacâncias de spins. Isto ocorre devido à uma grande fração de vórtices excitados em baixas temperaturas serem capturados pelas impurezas não magnéticas, implicando assim em uma energia de formação pequena. Análises da dinâmica dos vórtice mostram que após serem atraídos e capturados pelas impurezas, eles executam oscilações anarmônicas [39, 43].

Capítulo 3

Magnetismo em escalas reduzidas: nanopartículas

Neste capítulo, serão discutidas algumas propriedades magnéticas de sistemas ferromagnéticos restritos a escalas nanométricas. As propriedades magnéticas deste tipo de sistema são fortemente influenciadas por parâmetros adicionais, tais como, a sua espessura, a possível magnetização do substrato sobre o qual ele será depositado, a sua orientação cristalográfica em relação ao substrato e à sua forma. Além da restrição na escala, serão considerados sistemas constituídos de materiais ferromagnetos “leves”, ou seja, materiais onde a anisotropia magnetocristalina é praticamente nula. Tais amostras, com estas restrições, são conhecidas na literatura como nanomagnetos “leves”. Serão vistas as características estruturais de vórtices em nanodiscos magnéticos e a dinâmica destes vórtices. Também será discutido o fenômeno de inversão da magnetização e as técnicas utilizadas para induzi-lo. A investigação de tal fenômeno levou aos resultados principais deste trabalho.

3.1 Domínios magnéticos de nanomagnetos leves

Os tipos de domínios magnéticos presentes em nanomagnetos leves se devem apenas às suas formas e tamanhos. Isto pode ser mostrado através da densidade de energia livre destes ferromagnetos, que é composta pela energia de troca, representada

3. Nanomagnetismo

aqui pelo modelo de Heisenberg isotrópico (eq. 2.14), e a energia magnetostática (eq. 2.19). No limite contínuo e considerando o módulo da magnetização constante ($\vec{M} = M_s \vec{m}$, onde $\vec{m} \cdot \vec{m} = 1$), a densidade de energia pode ser escrita da forma [45],

$$\varepsilon = A(\vec{\nabla} \vec{m})^2 - \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 (\vec{h}_d \cdot \vec{m}), \quad (3.1)$$

onde M_s é a magnetização de saturação, $\vec{h}_d = \vec{H}_d / M_s$ e $A = \frac{2JS^2}{a}$ é o acoplamento de troca. Um filme fino tem um campo de desmagnetização dado por $\vec{H}_d = -\hat{n} 4\pi M_s \sin \theta$, onde \hat{n} é um vetor normal às superfícies do filme e θ o ângulo entre \hat{n} e \vec{m} . Se a magnetização possuir uma inclinação em relação à superfície do filme, a energia aumentará de $+2\pi M_s^2 \sin^2 \theta$ [46]. Assim, um estado de menor energia implica em \vec{m} paralelo às superfícies do filme, ou seja, $\theta = 0$. Mas o primeiro termo da equação 3.1, a interação de troca mostra que a energia aumenta à medida que a distribuição de magnetização deixa de ser uniforme. Neste regime de baixa dimensionalidade e de comprimentos característicos da ordem de poucos nanômetros, estas energias possuem magnitudes similares, assim, uma pequena variação na forma e/ou no tamanho destes filmes pode favorecer energeticamente a formação de algum tipo de domínio magnético. Em filmes nanomagnéticos com dimensões, largura e espessura, de poucas dezenas de nanômetros, onde existem poucos momentos magnéticos em suas superfícies, a energia de troca é dominante, favorecendo a formação de um domínio simples, onde todos os momentos estão alinhados paralelamente (figura 3.1a). Em nanomagnetos maiores, o domínio simples é trocado por outras configurações, que dependem da forma do magneto.

Considerando-se, por exemplo, um disco de diâmetro D muito maior que sua espessura t , sua configuração de domínio simples é trocada pela configuração vórtice, se D assume um valor suficientemente grande (figuras 3.1b e 3.1c). Isto ocorre devido ao número de momentos magnéticos aumentarem nas superfícies do disco, aumentando assim, a energia magnetostática do sistema. Logo, os momentos magnéticos preferem ficar alinhados às superfícies do disco, minimizando a energia magnetostática. Em um disco de Permalloy (Py) com espessura de $15nm$, esta mudança ocorre quando

3. Nanomagnetismo

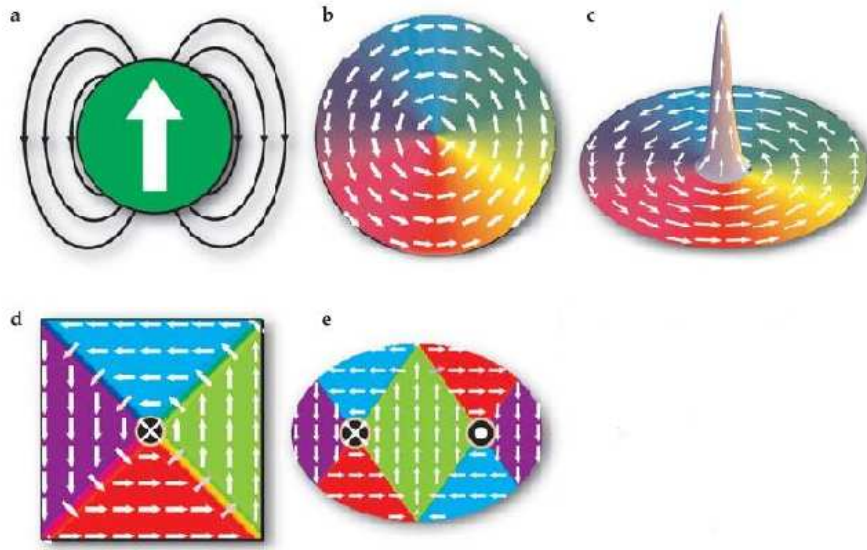


Figura 3.1: Possíveis configurações magnéticas de nanomagnets. Figura retirada da referência [47]

seu diâmetro tem um valor em torno de $100nm$. Outras configurações tipo vórtice podem ser encontradas também em nanofilmes de formas quadradas e elípticas, como mostrado nos itens *d* e *e* da figura 3.1. No filme quadrado tem-se uma configuração conhecida como estado de Landau, que consiste em quatro domínios triangulares, e na elipse é formado um par vórtice-antivórtice.

3.2 Características estruturais de vórtices em nanodiscos

Este trabalho é focado em nanodiscos planos, ou seja, $t/D \ll 1$, cujo estado fundamental é a configuração vórtice. As características estruturais dos vórtices e sua dinâmica são bastante interessantes e de grande apelo tecnológico. Os vórtices em nanodiscos são estruturas tridimensionais de spins [47]. Eles possuem quiralidade, que determina o sentido do fluxo de momentos magnéticos. Este fluxo pode estar no sentido horário (*SH*) ou no sentido anti-horário (*SAH*) (figura 3.2). Esta estrutura também possui polaridade, que é o favorecimento do alinhamento perpendicular ao

3. Nanomagnetismo

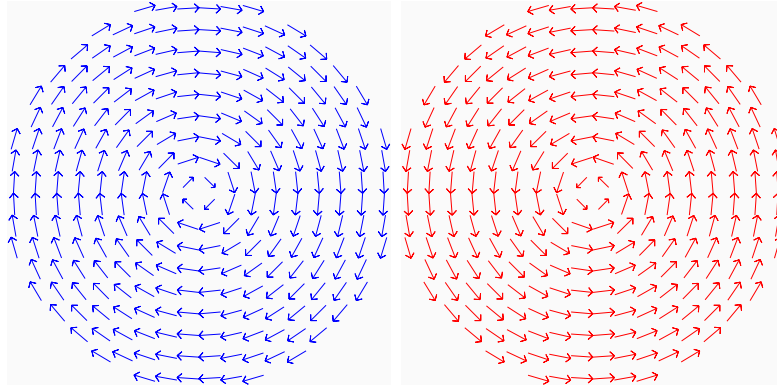


Figura 3.2: Em azul, tem-se a quiralidade no sentido horário (*SH*) e, em vermelho quiralidade no sentido anti-horário (*SAH*)

plano do disco, dos momentos magnéticos próximos ao centro do vórtice. No núcleo do vórtice, a densidade de energia de troca é tão grande, que a anisotropia de forma é incapaz de manter os momentos magnéticos paralelos ao plano do disco (figura 3.1c).

Em um nanodisco paralelo ao plano xy , pode-se classificar a polaridade da seguinte forma: polaridade “up” ($p = 1$), para os spins apontando no sentido $+\vec{z}$, e “down” ($p = -1$), se estiver no sentido $-\vec{z}$ (figura 3.3). Como foi explanado anteriormente, pode-se observar as estruturas vórtices através de diferentes técnicas. A maioria destas técnicas possui contrastes planar ou vertical; as mais utilizadas são: O MFM (“Magnetic Force Microscopy”) que possui contraste vertical e é utilizada para detectar a polaridade do centro do vórtice. Nesta técnica uma “agulha” magnetizada varre o sistema magnético a ser estudado, e através da atração e (ou) repulsão desta “agulha” é formada a imagem do relevo do objeto analisado (figura 3.4). E a técnica PEEM (“Photoemission Electron microscopy”), que possui contraste horizontal, que detecta a quiralidade do vórtice. Esta técnica consiste na emissão de ondas eletromagnéticas na frequência de raio X sobre uma amostra magnética. Quando estes raios são absorvidos pela matéria, elétrons com momentos magnéticos diferentes são excitados de formas diferentes, levando a um contraste, que evidencia o sentido destes momentos. Um esquema desta técnica pode ser visto na figura 3.5. Na figura 3.6, pode-se ver as imagens formadas pelas técnicas PEEM (figura da esquerda) e MFM

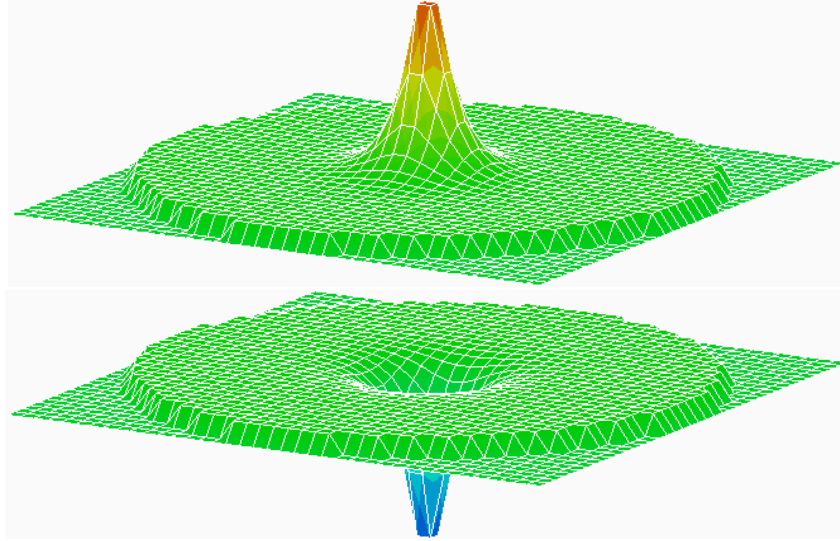


Figura 3.3: A parte superior da figura representa um vórtice em nanodisco com polarização “up”, $p = 1$ (em vermelho) e a parte inferior um vórtice de polarização “down”, $p = -1$ (em azul).

(figura da direita).

3.3 Dinâmica de vórtices em nanodiscos

A dinâmica de vórtices em nanodiscos magnéticos vem sendo estudada com grande ênfase nestes últimos anos [4, 47, 49]. Em trabalhos experimentais do início da década [4, 19], foi analisado o comportamento da configuração tipo-vórtice em nanodiscos, na presença de um campo magnético externo. Em um nanodisco de Pt/Co de 200nm que possui como estado fundamental uma configuração tipo vórtice, por exemplo, ao se aplicar um campo externo H_{ext} , fraco e uniforme, paralelo ao plano do disco, o núcleo do vórtice irá se mover em uma direção perpendicular ao campo aplicado. Este movimento irá depender da quiralidade do vórtice. Se, por exemplo, o núcleo do vórtice move-se para a direita da direção de H_{ext} , a quiralidade é SH; o contrário ocorrerá para um vórtice de quiralidade SAH; logo, pode-se detectar a quiralidade do vórtice aplicando-se apenas um campo H_{ext} uniforme. À medida que H_{ext} cresce, a magnetização do disco aumenta e o núcleo do vórtice se aproxima da borda do disco. Para um determinado campo H_A , conhecido como campo de

3. Nanomagnetismo

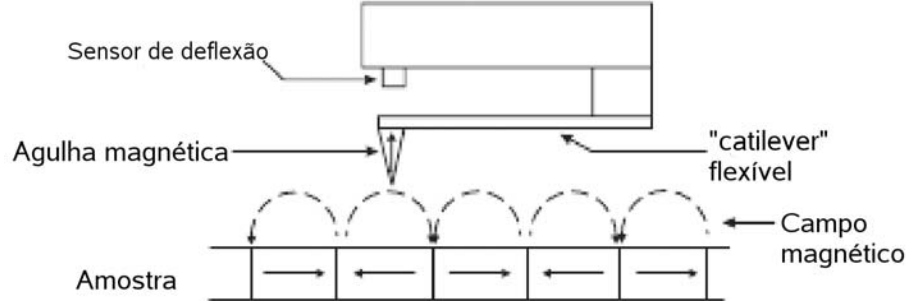


Figura 3.4: Esquema de um aparelho de MFM em funcionamento

aniquilação, o núcleo do vórtice desaparece, formando, assim, um domínio simples. Neste caso, o vórtice irá aparecer novamente apenas quando, ao diminuir o campo, este atingir um valor específico, conhecido como campo de nucleação H_N (figura 3.7).

Após a nucleação, o vórtice poderá apresentar a mesma quiralidade e polaridade inicial ou diferente, com quiralidade ou polaridade invertidas, ou ambas [4]. Os valores de H_A e H_N dependem fortemente do diâmetro e da espessura do disco. Para um campo $-H_A < H < H_A$ o movimento do centro do vórtice é reversível. A mudança na energia magnetostática do disco resulta em uma força restauradora que empurra o núcleo do vórtice para o centro do disco [4, 47, 49]. Novossad e colaboradores [50] mostraram, experimentalmente, que o deslocamento do núcleo do vórtice de sua posição de equilíbrio, centro do disco, leva ao aparecimento de uma magnetização m_z (uma depressão) no sentido inverso ao da polarização do vórtice, como pode ser visto na figura 3.8.

Se o campo magnético aplicado ao sistema, com as mesmas condições anteriores, for alternado com pequenas amplitudes de oscilação, o centro do vórtice responderá com um movimento circular, conhecido como movimento giromagnético. Este movimento é determinado pelo equilíbrio entre as forças magnetostática e giromagnética, $F_g = \vec{G} \times \vec{v}$, onde $\vec{G} = -(2\pi p \vec{L} M_s) / \gamma \hat{z}$ é o vetor giromagnético e \vec{v} é a velocidade do centro do vórtice. No vetor giromagnético, p é a polaridade do vórtice, L é a espessura do nanodisco, γ é a constante giromagnética e \hat{z} é um vetor unitário

3. Nanomagnetismo

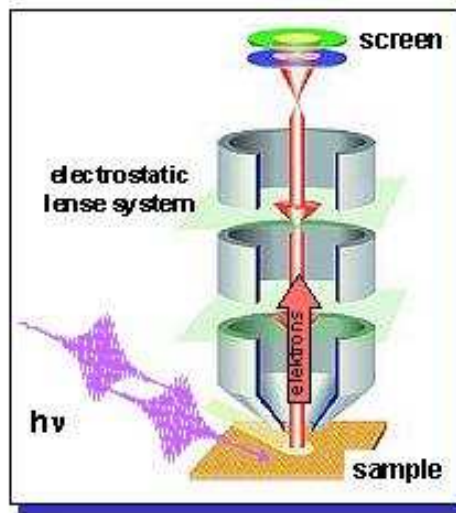


Figura 3.5: Esquema de um aparelho PEEM em funcionamento

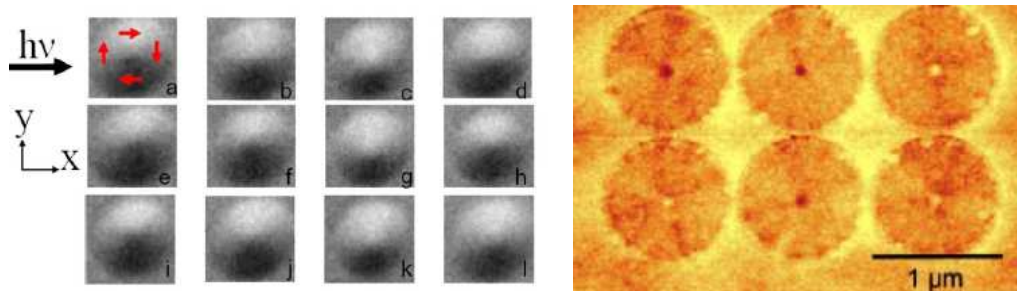


Figura 3.6: A figura da esquerda é uma imagem feita através da técnica PEEM e, a da direita, pelo MFM. Figuras retiradas das referências [2, 48]

perpendicular ao plano do disco. A força giromagnética é independente da quiralidade, dependendo apenas da polaridade. Conseqüentemente, o sentido do movimento giromagnético dependerá da polaridade do vórtice, ou mais precisamente, do número *skyrmion*, definido por $Q = pq/2$. A frequência de ressonância giromagnética depende da magnitude da força restauradora e da força girotrópica, e possui uma dependência linear com a razão entre a espessura e o diâmetro do nanodisco L/R [50]. Esta frequência, por exemplo, é de 100MHz para um disco de permalloy com espessura de 20nm e diâmetro de $2\mu\text{m}$.

Um outro efeito dinâmico bastante interessante e, de grande apelo tecnológico,

3. Nanomagnetismo

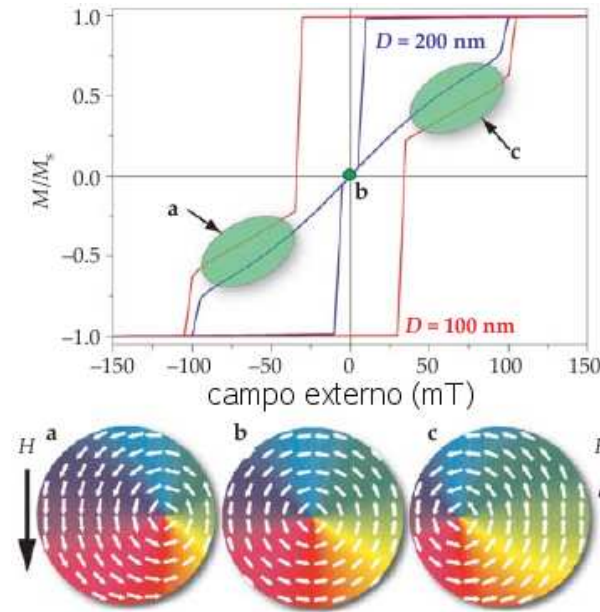


Figura 3.7: Na parte superior, é apresentado um gráfico de histerese para diferentes diâmetros de discos, e na parte inferior, o movimento do centro do vórtice é induzido por um campo externo. Figura modificada retirada da referência [47]

em nanodiscos é a inversão da polarização do núcleo do vórtice. O controle de tal fenômeno tornaria possível armazenar dois bits de memória em um nanodisco magnético [4], através da combinação da quiralidade e polaridade do vórtice. Por isso, torna-se de grande importância a busca do controle de tal reversão. Este fenômeno foi obtido inicialmente através de um campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do disco. Mas esta técnica requer um campo muito forte, em torno de $0.5T$ [52,53]. Recentemente, Van Waeyenberg e colaboradores [54] mostraram que tal reversão pode ser conseguida através de campos magnéticos relativamente fracos. Eles aplicaram um campo magnético oscilante paralelo ao plano de um filme magnético quadrado, de $500nm$ de aresta e $50nm$ de espessura, inicialmente com uma amplitude de $0.1mT$, capaz de excitar o movimento giromagnético. Durante o movimento, a amplitude do campo foi elevada à intensidade de $1.5mT$ durante $4ns$, o que inverteu a polarização do vórtice e, conseqüentemente, o sentido de giro. Em trabalhos recentes, utilizando microsimulação magnética [55], foi mostrado que pode-se obter a inversão da magnetização através de um pulso magnético de intensidade em torno de

3. Nanomagnetismo

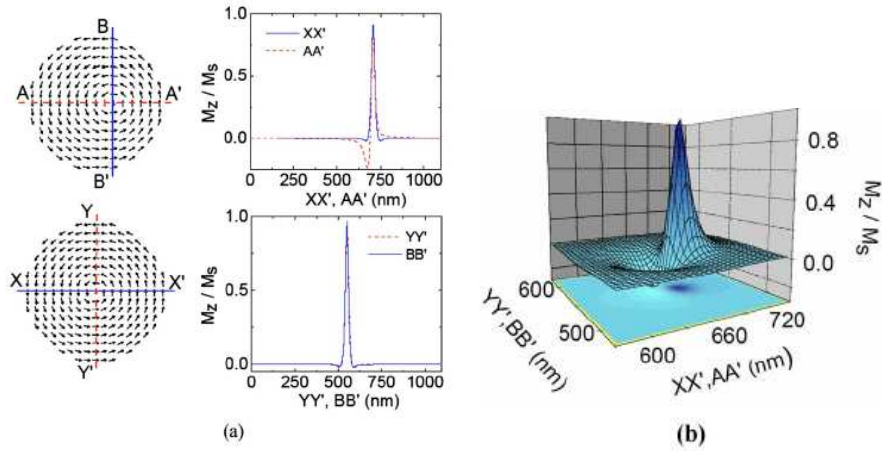


Figura 3.8: Do lado esquerdo, pode-se ver os gráficos da magnetização na direção z ; no gráfico superior é mostrada a magnetização do núcleo do vórtice (linha azul) e a depressão na magnetização (linha pontilhada vermelha), devido ao movimento do núcleo do vórtice. Na parte inferior, tem-se um gráfico da magnetização de um vórtice centrado no disco. Do lado direito é apresentado um gráfico 3D do núcleo do vórtice, deslocado do centro. Figura retirada da referência [50]

$80mT$ e com duração abaixo de $100ps$. Em um experimento muito recente, usando filmes finos de Py , Weigand e colaboradores [57] mostraram que para um núcleo do vórtice em movimento giromagnético, a inversão da polarização ocorrerá se um pulso magnético, em fase com este movimento, for aplicado paralelo ao filme. Este pulso irá acelerar o núcleo do vórtice, até a velocidade crítica de $250(\pm 25)m/s$, onde ocorrerá a inversão da polarização. Foi verificado também que, após a inversão, a amplitude do movimento giromagnético é significativamente reduzida, devido à perda de energia durante a inversão. Neste experimento, o processo de inversão ultra rápida mostrou-se bastante eficaz em processos de leitura e gravação magnéticas, que exigem grande resistência pois, após 10^2 reversões do núcleo do vórtice, não apareceram sinais de degradação da amostra e as inversões continuaram ocorrendo com os mesmos padrões iniciais.

Foi previsto teoricamente [58] e observado experimentalmente [59], que a inversão da polarização também pode ser obtida através de uma corrente spin-polarizada. A vantagem desta técnica está na possibilidade de fabricação de dispositivos magnéticos que podem ser controlados eletricamente. Este tipo de dispositivo é de

3. Nanomagnetismo

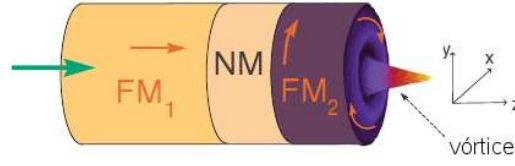


Figura 3.9: Esquema que representa uma estrutura tipo pilar. A seta verde indica a direção de injeção da corrente elétrica na estrutura; a seta laranja, no material ferromagnético FM_1 , a direção de polarização do spin nesta camada e a seta laranja no material ferromagnético FM_2 indica a direção dos spins no material (vórtice). As camadas FM_1 e FM_2 são separadas por uma camada condutora não-magnética. Esta figura foi retirada da referência [58]

grande interessante em aplicações, por exemplo, em spintrônica. Neste processo, a corrente spin-polarizada excita o modo giromagnético através do efeito conhecido como spin transferência, ou spin torque, que foi previsto teoricamente por Slonczewski [60] e Berger [61] e, experimentalmente verificados em vários sistemas magnéticos [62,63,64].

Nestes experimentos, normalmente são utilizadas estruturas tipo pilar, como mostrado na figura (3.9). Esta estrutura é constituída de um material ferromagnético polarizador (FM_1), de um material não magnético (NM) e de outro material ferromagnético (FM_2), onde se encontra a excitação vórtice. Como pode ser visto na figura (3.9), neste experimento, a corrente não polarizada é injetada ao longo do eixo z no material ferromagnético FM_1 , onde será polarizada nesta direção. A segunda camada de material ferromagnético FM_2 é separada do polarizador FM_1 por uma camada estreita, com espessura em torno de $2nm$ de um material não magnético NM , para que a corrente não seja despolarizada ao fluir para o material FM_2 [65, 66, 67]. Ao entrar em contato com a camada FM_2 , os spins da corrente elétrica geram um torque sobre os spins do vórtice, originando o movimento giromagnético em torno do eixo z [60,61]. Esta influência é local, ou seja, o spin \vec{S}_n sofre um “spin torque”, que pode ser expresso pela equação [68]:

$$\vec{T}_n = j\sigma A \frac{\vec{S}_n \times [\vec{S}_n \times \hat{z}]}{1 + \sigma B \vec{S}_n \cdot \hat{z}}, \quad (3.2)$$

onde o spin $\vec{S}_n = (S_n^x, S_n^y, S_n^z)$ é um vetor de comprimento 1, $j = j_e/j_p$ é a corrente

3. Nanomagnetismo

de spins normalizada, j_e é a densidade de corrente elétrica, $j_p = \mu_0 M_s^2 |e| d / \hbar$, d é a espessura do disco FM_2 , e é a carga do elétron, $A = 4\eta^{3/2} / [3(1 + \eta)^3 - 16\eta^{3/2}]$, $B = (1 + \eta)^3 / [3(1 + \eta)^3 - 16\eta^{3/2}]$, $\eta \in (0 : 1)$ indica o grau de polarização e $\sigma = \pm 1$ dá as duas possíveis direções de polarização da corrente. Neste processo, o torque acelera o núcleo do vórtice, ocorrendo a inversão da polarização, quando sua velocidade alcança a velocidade crítica, de $250m/s$ aproximadamente, como ocorre no caso do pulso magnético, visto anteriormente.

O fenômeno de reversão da polarização do núcleo do vórtice, tanto através de um pulso, quanto de uma corrente spin polarizada, pode ser explicado através da dinâmica da distribuição de magnetização $\vec{m}(\vec{r}, t)$, que é determinada através da derivada da Lagrangeana, $L = \int d^3x l(\vec{m}, \dot{\vec{m}})$, em relação a \vec{m} , onde $\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{M}(\vec{r}, t) / M_s$, com $M_s = |\vec{M}(\vec{r}, t)|$ sendo a magnetização de saturação e \vec{r} a coordenada no plano do disco. A densidade lagrangeana pode ser expressa da forma $l = g - w$, onde w é a densidade de energia magnética e g é o termo cinético, que pode ser obtido de forma similar à teoria de estados coerentes de spins, e é dado por:

$$g = \frac{M_s \vec{n} \cdot (\vec{m} \times \dot{\vec{m}})}{\gamma (1 + \vec{m} \cdot \vec{n})}, \quad (3.3)$$

onde γ é a constante giromagnética e \vec{n} é um vetor arbitrário. Pode-se notar que a densidade lagrangeana (3.3) possui uma singularidade em $\vec{m} \cdot \vec{n} = -1$, o que quebra a invariância sob rotações. Para um nanodisco situado no plano xy , o vetor $\vec{n} = \hat{z}$ descreve a orientação da magnetização do núcleo do disco. Como o interesse está no que ocorre na direção z , deve-se expressar a densidade lagrangeana da forma:

$$g = \frac{M_s (\vec{m} \times \dot{\vec{m}})_z}{\gamma (p + m_z)}, \quad (3.4)$$

onde p é a polarização do núcleo do vórtice. Assim, definindo o campo giromagnético como $\vec{h} = M_s^{-1} \partial g / \partial \vec{m}$, a sua componente z , que interage com o centro do vórtice, será dada por:

$$h_z = -\frac{1}{\gamma} \frac{(\vec{m} \times \dot{\vec{m}})_z}{(p + m_z)^2}. \quad (3.5)$$

3. Nanomagnetismo

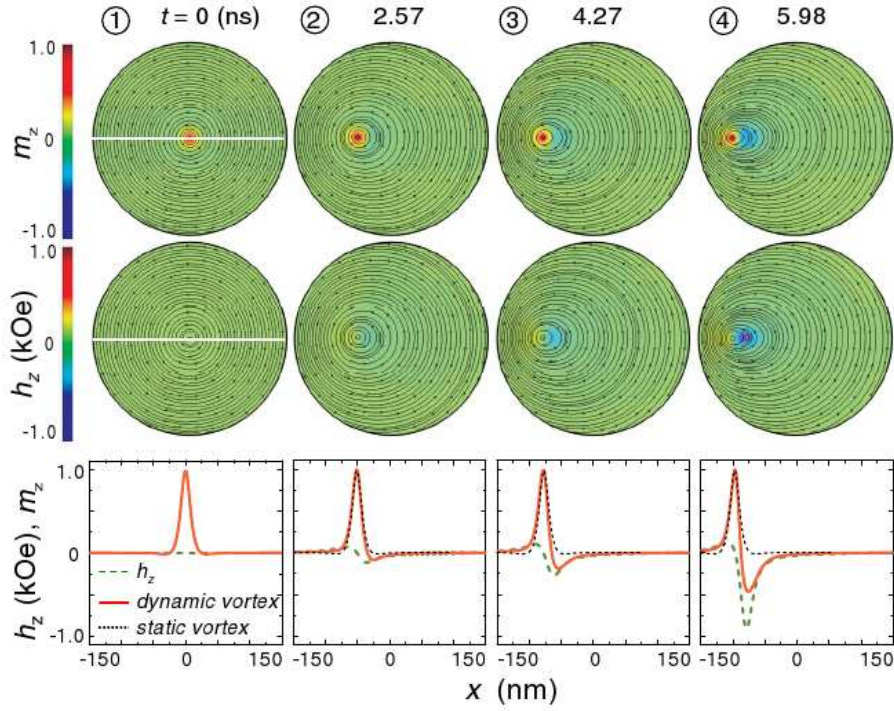


Figura 3.10: Nesta figura, são apresentadas as distribuições da magnetização e do campo giromagnético do vórtice em movimento. A distribuição de magnetização na direção z é representada na primeira linha de figuras; na segunda, é mostrada a componente z do campo giromagnético e na terceira, foram “plotados” os gráficos da magnetização do núcleo do vórtice (linha vermelha), a componente z do campo giromagnético (linha pontilhada verde) e o vórtice estático (pontos pretos). Esta figura foi retirada da referência [56]

Pode-se notar através da equação (3.5) que, se o núcleo do vórtice estiver em movimento, $\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{m}(\vec{r} - \vec{X}(t))$, \vec{h} será proporcional à velocidade do núcleo do vórtice, pois $\dot{\vec{m}} = -(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{m}$. É considerado na literatura, que h_z é o responsável pela deformação (depressão) da magnetização m_z , próxima do núcleo do vórtice. Logo, quando o núcleo do vórtice é acelerado, h_z se torna muito grande e a depressão é intensificada, aproximando-se de $m_z = -1$. A reversão da magnetização ocorre imediatamente após a depressão alcançar o valor $m_z = -1$. Através de microssimulação magnética, mostrou-se que, imediatamente após a deformação alcançar seu valor máximo, aparece um par vórtice-antivórtice. O vórtice original e o antivórtice que possuem números de skyrmion, $Q = 1/2(q = 1 \text{ e } p = 1)$ e $Q = 1/2(q = -1 \text{ e } p = -1)$, respectivamente, giram no mesmo sentido, enquanto o novo vórtice com

3. Nanomagnetismo

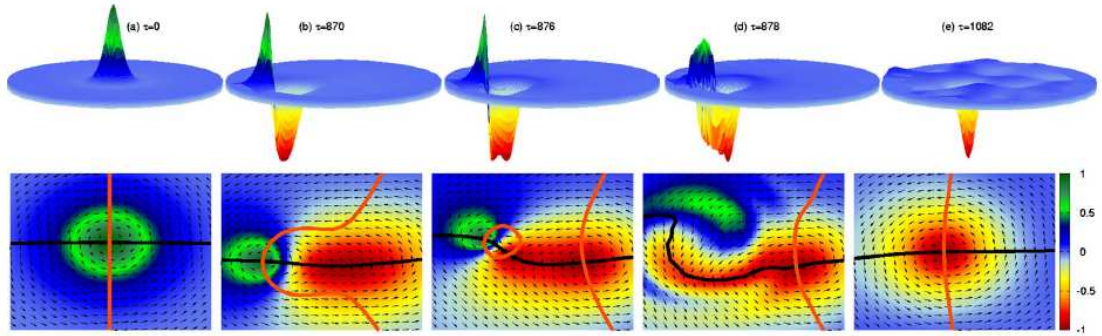


Figura 3.11: Nesta figura, é apresentada uma sequência de gráficos que mostra a evolução temporal do processo de inversão da polarização. Na parte superior, é apresentada a distribuição da magnetização na direção z . A parte inferior corresponde à distribuição de magnetização no plano próxima ao núcleo do vórtice. As isossuperfícies, $S_x = 0$ (curva preta) e $S_y = 0$ (curva laranja), foram “plotadas” para localizar a posição do vórtice. Figura retirada da referência [68]

número de skyrmion $Q = -1/2(q = 1 \text{ e } p = -1)$ gira em sentido oposto, o que facilita o desligamento do par. O vórtice original e o antivórtice se atraem, o que ocasiona a ligação entre eles. Posteriormente, ocorrerá a aniquilação do par recentemente criado, levando à criação de ondas de spins. A criação destas ondas de spins ocorrem devido ao número de skyrmion total do par ser não nulo. Para se entender melhor este fato, deve-se saber que a carga q e o número de skyrmion Q são ambos conservados durante uma mudança contínua na magnetização do sistema. Um par vórtice-antivórtice de mesma polaridade possui cargas totais $q_t = q_v + q_{av} = 0$ e $Q_t = Q_v + Q_{av} = 0$, logo, tal par é topologicamente equivalente à uma configuração de domínio simples. Assim, ao ocorrer a criação ou a aniquilação de um par, não haverá emissão de ondas de spins, ou seja, isto ocorre através de uma deformação contínua da magnetização. No caso da inversão da polaridade, como foi visto anteriormente, o vórtice e antivórtice que formam o par possuem polaridades diferentes, consequentemente, número skyrmion não nulo, acarretando, assim, na criação de ondas de spins.

Capítulo 4

Modelos e dinâmica de spins

Neste trabalho, como já foi comentado, o interesse está no estudo da dinâmica do núcleo do vórtice em estruturas magnéticas confinadas e finas, na presença de defeitos, mais especificamente de buracos e interface. Para tanto, foram criados modelos que reproduzissem a dinâmica de spins em nanodiscos magnéticos na ausência e na presença destes defeitos. Neste capítulo, serão descritos os modelos e a técnica numérica utilizados para tal estudo.

4.1 Modelos

Para o estudo da dinâmica de spins na presença de defeitos artificialmente inseridos em nanodiscos magnéticos, foram criados dois modelos; um para o estudo da dinâmica do núcleo do vórtice na presença de buracos, e outro para o estudo desta dinâmica em nanodiscos formados por semidiscos de materiais diferentes. Nos dois casos, foi utilizada a estratégia de substituir um disco fino por um filme bidimensional, com os vetores magnetização sendo distribuídos dentro de uma circunferência de raio R , em uma rede quadrada regular, com espaçamento entre sítios igual a a . A interação magnetostática, responsável pela anisotropia de forma, foi substituída por potenciais locais que reproduzem o efeito desta interação em um nanodisco real.

Para o primeiro caso, com defeitos tipo buraco, a hamiltoniana utilizada foi a

4. Modelos e dinâmica de spins

seguinte:

$$H = - \sum_{\{i,j\}} J_{i,j} \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j + \sum_{\alpha=1,2} \sum_k \lambda_\alpha (\vec{\mu}_k \cdot \hat{n}_{k,\alpha})^2 + \sum_D \sum_l \lambda_{D,l} (\vec{\mu}_l \cdot \hat{n}_{D,l})^2 - \sum_i \vec{h}_{ext} \cdot \vec{\mu}_i. \quad (4.1)$$

O primeiro termo representa o modelo de Heisenberg isotrópico ferromagnético ($J_{i,j} > 0$), considerado aqui uma boa escolha para o estudo de nanodiscos magnéticos; pois, a maioria dos estudos experimentais é realizada em nanodiscos feitos de *Py*, que é uma liga ferromagnética isotrópica. Neste termo, $\vec{\mu}_i = \vec{M}_i(\vec{r})/M_s = \mu_i^x \hat{x} + \mu_i^y \hat{y} + \mu_i^z \hat{z}$ é o vetor magnetização, (de valor unitário) ou spin, localizado no sítio i , $\vec{M}_i(\vec{r})$ é o vetor magnetização e M_s a magnetização de saturação. A soma $\{i, j\}$ é feita sobre os spins vizinhos mais próximos; ou seja, spins distanciados de um espaçamento de rede do sítio i . O segundo termo faz uma mímica da interação magnetostática; introduz uma anisotropia de forma no modelo, na face superior (ou inferior) do disco quando $\alpha = 1$, e nas bordas do disco quando $\alpha = 2$. A soma em k é feita em todo o disco quando $\alpha = 1$, e apenas nos sítios em $k = R$ quando $\alpha = 2$. O vetor $\hat{n}_{k,\alpha}$ é um vetor unitário perpendicular às superfícies do disco, na direção radial (plano xy) para a borda do disco e na direção z na “tampa” do disco. Pode-se notar que, sendo a constante de anisotropia λ_α , positiva, o segundo termo aumenta a energia do sistema; logo, a energia será minimizada no caso onde o produto $\vec{\mu}_k \cdot \hat{n}_{k,\alpha}$ for nulo; ou seja, os vetores $\vec{\mu}_k$ e $\hat{n}_{k,\alpha}$ devem ser perpendiculares (figura 4.1). O terceiro termo considera a energia magnetostática na borda do defeito tipo buraco, onde D se refere ao número de buracos, e l são os sítios pertencentes à borda do buraco. Como no segundo termo da hamiltoniana, $\lambda_{D,l}$ é a constante de anisotropia que favorece o alinhamento dos spins à borda do buraco. A inserção de buracos neste sistema pode ser feita anulando-se a constante de troca $J_{i,j}$, em torno do sítio onde se deseja colocar tal defeito. A localização deste buraco é determinada por um vetor posição $\vec{r} = (d_x \hat{x}, d_y \hat{y})$, e seu tamanho ρ é definido pelo número de spins retirados em torno dessa posição. O quarto termo representa a interação do sistema com um campo magnético externo \vec{h}_{ext} . Este campo pode ser estático $\vec{h}_{ext} = \vec{h}_0$, ou oscilante, $\vec{h}_{ext} = \vec{h}_1 \sin(\omega t)$, e até mesmo ambos os casos.

4. Modelos e dinâmica de spins

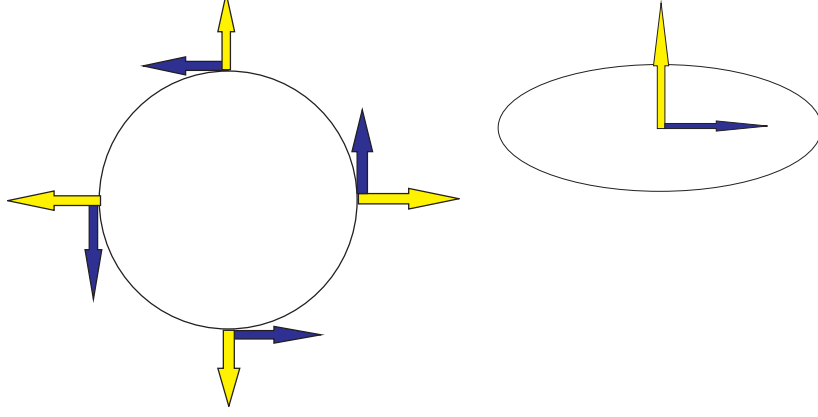


Figura 4.1: Nas figuras da direita e da esquerda, as setas amarelas representam o vetor unitário \hat{n} perpendicular à superfície, e os azuis representam os vetores de spin $\vec{\mu}$. As duas figuras representam a configuração de menor energia magnetostática do sistema.

No segundo caso, onde é considerado um nanodisco formado por dois semidiscos de materiais diferentes, o modelo utilizado é representado pela hamiltoniana:

$$H = - \sum_{\alpha, \beta} A_r \sum_{\{i, j\} \in r} \vec{\mu}_{i, r} \cdot \vec{\mu}_{j, r} - A_{\alpha, \beta} \sum_k \vec{\mu}_{k, \alpha} \cdot \vec{\mu}_{k+1, \alpha} + \sum_{\nu=1,2} \sum_l \lambda_\nu (\vec{\mu}_l \cdot \hat{n}_{l, \nu})^2 - \sum_i \vec{h}_{ext} \cdot \vec{\mu}_i, \quad (4.2)$$

onde o terceiro termo representa a anisotropia de forma no nanodisco, e o quarto termo representa a interação do nanodisco com um campo externo, como no primeiro modelo. A diferença aparece no primeiro e no segundo termos da hamiltoniana. No primeiro termo, $r = \alpha, \beta$ indica meios magnéticos diferentes, $A_\alpha > 0$ é o acoplamento ferromagnético no meio α , e $A_\beta > 0$ o acoplamento ferromagnético no meio β . A soma $\{i, j\}$ é feita sobre os spins vizinhos mais próximos pertencentes ao mesmo meio. O segundo termo na hamiltoniana representa a interface entre os dois semidiscos. $A_{\alpha, \beta} > 0$ é a constante de acoplamento ferromagnético entre spins que são vizinhos mais próximos e de meios diferentes; ou seja, aqueles que estão separados pela fronteira entre os dois materiais. Pode-se notar que estes spins possuem como vizinhos mais próximos três spins pertencentes ao mesmo material, e um de material diferente. O índice k se refere aos spins localizados na fronteira do lado do material α e $k + 1$

4. Modelos e dinâmica de spins

aos spins da fronteira do lado do material β . A hamiltoniana 4.2 se reduz a 4.1, sem defeitos, se $A_\alpha = A_\beta = A_{\alpha\beta} = J$.

Estes modelos descrevem qualitativamente resultados experimentais obtidos com nanodiscos bem finos, onde a espessura L dos discos é muito menor que os seus raios R ($L/R \ll 1$). Será mostrado no capítulo seguinte que os modos precessionais do núcleo do vórtice, obtidos experimentalmente em discos homogêneos, podem ser qualitativamente reproduzidos por estes modelos simples.

Para se obter as equações de movimento dos modelos acima, foram utilizadas as equações de Heisenberg, que descrevem a evolução temporal das componentes dos spins:

$$\dot{\mu}_l^x = \frac{-i}{\hbar} [\mu_l^x, H], \quad \dot{\mu}_l^y = \frac{-i}{\hbar} [\mu_l^y, H], \quad \text{e} \quad \dot{\mu}_l^z = \frac{-i}{\hbar} [\mu_l^z, H], \quad (4.3)$$

onde H é o hamiltoniano do sistema, e μ_l é a componente do vetor spin localizado no sítio l . As equações de movimento do primeiro modelo, representado pela hamiltoniana 4.1, considerando o campo magnético aplicado na direção x , são dadas por:

- Na direção x :

$$\begin{aligned} \dot{\mu}_l^x = & -J\mu_l^z \sum_{j'} \mu_{j'}^y + J\mu_l^y \sum_{j'} \mu_{j'}^z + 2 \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha} \vec{\mu}_k \cdot \hat{n}_{k,\alpha} (\mu_k^z n_{k,\alpha}^y - \mu_k^y n_{k,\alpha}^z) + \\ & + 2 \sum_D \lambda_D \vec{\mu}_m \cdot \hat{n}_{m,D} (\mu_m^z n_{m,D}^y - \mu_m^y n_{m,D}^z). \end{aligned} \quad (4.4)$$

- Na direção y :

$$\begin{aligned} \dot{\mu}_l^y = & J\mu_l^x \sum_{j'} \mu_{j'}^z - J\mu_l^z \sum_{j'} \mu_{j'}^x + 2 \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha} \vec{\mu}_k \cdot \hat{n}_{k,\alpha} (\mu_k^x n_{k,\alpha}^z - \mu_k^z n_{k,\alpha}^x) + \\ & + 2 \sum_D \lambda_D \vec{\mu}_m \cdot \hat{n}_{m,D} (\mu_m^x n_{m,D}^z - \mu_m^z n_{m,D}^x) - h_{ext}^x \mu_l^z + h_{ext}^z \mu_l^x \quad . \end{aligned} \quad (4.5)$$

4. Modelos e dinâmica de spins

- Na direção z

$$\begin{aligned} \dot{\mu}_l^z = & J\mu_l^y \sum_{j'} \mu_{j'}^x - J\mu_l^x \sum_{j'} \mu_{j'}^y + 2 \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha} \vec{\mu}_k \cdot \hat{n}_{k,\alpha} (\mu_k^y n_{k,\alpha}^x - \mu_k^x n_{k,\alpha}^y) + \\ & + 2 \sum_D \lambda_D \dot{\vec{\mu}}_m \cdot \hat{n}_{m,D} (\mu_m^y n_{m,D}^x - \mu_m^x n_{m,D}^y) + h_{ext}^x \mu_l^y - h_{ext}^y \mu_l^x \quad . \quad (4.6) \end{aligned}$$

Nas equações acima, a soma em j' é sobre os vizinhos do spin localizado no sítio l , k é um sítio localizado na borda do disco se $\alpha = 2$ e, em qualquer ponto do disco, se $\alpha = 1$. O sítio m está localizado na borda do buraco D .

As equações de movimento para o segundo modelo, descrito pela hamiltoniana 4.2, não são muito diferentes das obtidas para o primeiro modelo. Os termos de interação com o campo magnético externo e de anisotropia de forma são os mesmos. O termo que representa a anisotropia no buraco é suprimido neste modelo, mas pode ser “ativado” para pesquisas futuras com nanodiscos com dois tipos de defeitos. A mudança maior está no termo de interação de troca, que é acrescido de um acoplamento referente aos spins localizados na fronteira dos semidiscos; ou seja, dos spins próximos à interface.

Pode-se ver que, para a obtenção dos resultados apresentados nesta tese, várias equações de movimento acopladas tiveram que ser resolvidas. Para tal feito, foi utilizada a técnica numérica conhecida como *Dinâmica de spins* [69], que será explicada em detalhes na próxima seção.

4.2 Dinâmica de spins

Tradicionalmente, pesquisadores têm utilizado a solução da equação (**LLG**: Landau-Lifshitz-Gilbert), (1.1), para estudar a dinâmica de sistemas magnéticos confinados, mas esta aproximação explora parâmetros fenomenológicos que dificilmente podem ser justificados através de teorias fundamentais. Em contraste com microssimulação magnética, a simulação de dinâmica de spins é uma poderosa ferramenta na investigação da evolução temporal da magnetização em sistemas magnéticos, pois ela é realizada através de hamiltonianas que descrevem a interação entre momentos magnéticos

4. Modelos e dinâmica de spins

em escalas atômicas [69,70]. Outro ponto positivo é que esta técnica pode, também, ser aplicada em sistemas magnéticos “infinitos”, seja ele ferro ou antiferromagnético [70].

Como foi citado no capítulo introdutório, a dinâmica de spins foi utilizada para estudar a dinâmica da magnetização em uma estrutura confinada em forma de círculo que, neste caso, tem aplicação em nanodiscos magnéticos. Este método consiste na resolução das equações de movimento com graus de liberdade contínuos; ou seja, em sistemas onde as equações de Heisenberg acopladas (1.3) possam ser escritas na forma,

$$\frac{d\vec{\mu}_i}{dt} = \frac{\partial \hat{H}}{\partial \mu_i} \times \vec{\mu}_i = -\vec{\mu}_i \times \hat{H}_{ef_i}. \quad (4.7)$$

Tais equações descrevem a dinâmica do sistema, onde \hat{H}_{ef_i} é o campo de interação efetivo. Em um ferromagneto isotrópico de Heisenberg, por exemplo, o potencial efetivo é representado pela interação do spin $\vec{\mu}_i$ com os seus vizinhos mais próximos. Estas equações descrevem a precessão de cada spin em torno de um campo efetivo de interação. Este processo se torna bastante complexo, pois todos os spins estão em movimento. Isto faz com que o campo efetivo, \hat{H}_{ef_i} , varie constantemente sua direção e magnitude no tempo.

Para a resolução das equações acima, existem vários métodos de integração numérica que podem ser utilizados [69]. Estes métodos são conhecidos como métodos de diferenças finitas; eles utilizam os spins, $\vec{\mu}_i(t)$, e suas derivadas temporais em um instante t para calcular a evolução temporal dos spins, $\vec{\mu}_i(t + \tau)$. A precisão deste procedimento é proporcional à potência do incremento de tempo τ . Um método de integração é definido como um algoritmo de ordem n quando o erro local de truncamento, por passo de tempo, é de $\mathcal{O}(\tau^{n+1})$.

Neste trabalho, foi utilizado o método preditor-corretor para resolver as equações de movimento referentes aos modelos (4.1) e (4.2), devido à sua versatilidade e popularidade, pois pode ser aplicado a um grupo geral de equações. Aqui, foi utilizada a forma mais comum de implementação deste método, o algoritmo de Adams-

4. Modelos e dinâmica de spins

Brashforth-Moulton. Escrevendo a equação de movimento em uma forma geral,

$$\frac{d\mu_i^\alpha}{dt} = F(\mu_i^\alpha), \quad (4.8)$$

a implementação do método começa pelo algoritmo explícito de Adams-Bashforth de quatro passos,

$$\mu_i^\alpha(t+\tau)_{pred} = \mu_i^\alpha(t) + \frac{\tau}{24} [55F(\mu_i^\alpha(t)) - 59F(\mu_i^\alpha(t-\tau)) + 37F(\mu_i^\alpha(t-2\tau)) - 9F(\mu_i^\alpha(t-3\tau))], \quad (4.9)$$

que é conhecido como preditor e termina com o algoritmo implícito de Adams-Moulton de três passos dado por:

$$\mu_i^\alpha(t+\tau)_{cor} = \mu_i^\alpha(t) + \frac{\tau}{24} [9F(\mu_i^\alpha(t+\tau)) + 19F(\mu_i^\alpha(t)) - 5F(\mu_i^\alpha(t-\tau)) + F(\mu_i^\alpha(t-2\tau))], \quad (4.10)$$

conhecido como corretor. Nas equações acima, o índice α representa as coordenadas espaciais, e i o sítio onde está localizado o spin. Escrevendo o vetor $\vec{\mu}_i$ na forma matricial,

$$\vec{\mu}_i = \begin{pmatrix} \mu_i^x \\ \mu_i^y \\ \mu_i^z \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

a equação de movimento será:

$$\frac{d\vec{\mu}_i}{dt} = \begin{bmatrix} 0 & -H_{ef_i}^z & H_{ef_i}^y \\ H_{ef_i}^z & 0 & -H_{ef_i}^x \\ -H_{ef_i}^y & H_{ef_i}^x & 0 \end{bmatrix} \vec{\mu}_i = R\vec{\mu}_i. \quad (4.12)$$

Logo, comparando as equações (4.8) e (4.12), pode-se concluir que a função $F(\mu_i^\alpha)$ é o produto matricial $R\vec{\mu}_i$ em cada passo de tempo.

O método preditor-corrector é de passo múltiplo; ou seja, ele não é um método auto-inicializável, precisa de vários pontos iniciais para começar a iteração. Os valores de $\mu_i^\alpha(t)$ para os três passos iniciais de tempo, $\mu_i^\alpha(\tau)$, $\mu_i^\alpha(2\tau)$ e $\mu_i^\alpha(3\tau)$ devem ser

4. Modelos e dinâmica de spins

calculados por algum método auto-inicializável, conhecido como algoritmo de passo simples. Um algoritmo bastante utilizado para tal finalidade é o algoritmo de Runge-Kutta de quarta ordem.

Os algoritmos (4.9) e (4.10) são de quarta ordem; ou seja, possuem erros de truncamento locais (*ELT*) de ordem $\mathcal{O}(\tau^5)$ que podem ser calculados através da relação:

$$ELT \approx \frac{-19}{270} [\mu_i^\alpha(t + \tau)_{cor} - \mu_i^\alpha(t + \tau)_{pred}]. \quad (4.13)$$

Esse erro ocorre devido ao corretor (4.9) utilizar a aproximação $F(\mu_i^\alpha(t + \tau)_{pred})$ no cálculo de $\mu_i^\alpha(t + \tau)_{corr}$, que é uma estimativa de $\mu_i^\alpha(t + \tau)$. O $\mu_i^\alpha(t + \tau)$ será usado novamente pelo corretor para gerar uma nova aproximação para $F(\mu_i^\alpha(t + \tau)_{pred})$, que levará, conseqüentemente, a um novo valor de $\mu_i^\alpha(t + \tau)_{corr}$. Neste processo, haverá uma convergência para um ponto fixo de (4.9), que será mais próximo do valor da solução da equação de movimento (4.7), quanto menor for o valor de incremento de tempo, ou seja, a acuracidade da solução é inversamente proporcional ao incremento de tempo. Assim, a mudança no passo de tempo se torna importante no processo de integração. A fórmula (4.13) pode ser utilizada para determinar quando deve ocorrer essa mudança no passo de tempo. O incremento de tempo, por exemplo, pode ser reduzido pela metade ($\tau/2$) ou dobrado através dos seguintes critérios:

$$\text{Se } \frac{19}{270} \frac{|\mu_i^\alpha(t + \tau)_{cor} - \mu_i^\alpha(t + \tau)_{pred}|}{|\mu_i^\alpha(t + \tau)_{pred}| + 10^{-5}} > ER, \quad \text{faça } \tau = \frac{\tau}{2}. \quad (4.14)$$

$$\text{Se } \frac{19}{270} \frac{|\mu_i^\alpha(t + \tau)_{cor} - \mu_i^\alpha(t + \tau)_{pred}|}{|\mu_i^\alpha(t + \tau)_{pred}| + 10^{-5}} < ER, \quad \text{faça } \tau = 2\tau. \quad (4.15)$$

Onde *ER* é o erro relativo máximo tolerado. Quando o passo é reduzido, são requeridos dois novos valores para iniciar o processo; ou seja, os valores de spins nos tempos reduzidos, $t + \tau/2$ e $t + 3\tau/2$ devem ser definidos. Para obter estes novos valores, são

4. Modelos e dinâmica de spins

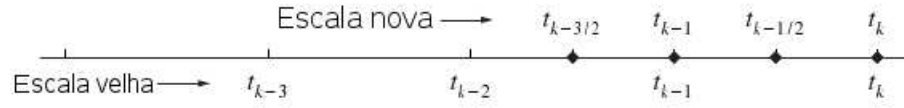


Figura 4.2: O esquema acima representa as escalas temporais. A parte superior representa a nova escala quando o passo de tempo é reduzido pela metade. A escala antiga também é representada nesta figura (parte inferior). Aqui, k representa o passo na iteração

utilizadas as fórmulas de interpolação de grau quatro:

$$F(\mu_i^\alpha(t - \tau/2)) = \frac{-5F(\mu_i^\alpha(t - 4\tau)) + 28F(\mu_i^\alpha(t - 3\tau)) - 70F(\mu_i^\alpha(t - 2\tau))}{128} + \frac{140F(\mu_i^\alpha(t - \tau)) + 35F(\mu_i^\alpha(t))}{128}, \quad (4.16)$$

e

$$F(\mu_i^\alpha(t - 3\tau/2)) = \frac{3F(\mu_i^\alpha(t - 4\tau)) - 20F(\mu_i^\alpha(t - 3\tau)) + 90F(\mu_i^\alpha(t - 2\tau))}{128} + \frac{60F(\mu_i^\alpha(t - \tau)) - 5F(\mu_i^\alpha(t))}{128}. \quad (4.17)$$

No caso onde se dobra o passo, a tarefa é mais fácil: são necessários sete valores iniciais. Os quatro novos valores necessários para iniciar a iteração serão obtidos sempre que o segundo passo for omitido. Nas figuras 4.2 e 4.3, pode-se ver o esquema destes dois processos.

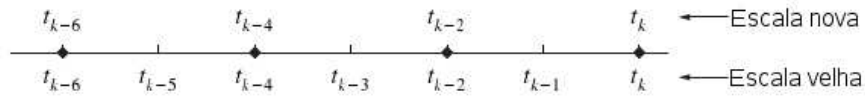


Figura 4.3: O esquema acima representa as escalas temporais. A parte superior representa a nova escala, quando o passo de tempo é dobrado. A escala antiga também é representada nesta figura (parte inferior).

Capítulo 5

Dinâmica de vórtices na presença de defeitos em filmes finos confinados: aplicações a nanodiscos magnéticos

Neste capítulo, serão apresentados os resultados obtidos no estudo da dinâmica do núcleo do vórtice em um nanodisco magnético, através do método numérico de dinâmica de spins, na presença de defeitos, utilizando-se os modelos 4.1 e 4.2. Para este estudo, foi feito um programa na linguagem de programação $C++$ que foi compilado com o compilador não-comercial da Intel; o software livre XMGRACE foi utilizado na confecção de todos os gráficos e para a obtenção da transformada de Fourier. O software PLPLOT foi incorporado ao programa para gerar as figuras $2D$ e $3D$ do disco. Foram utilizados os computadores do GISC (Grupo de Investigação de Sistemas Complexos) e computadores do TCSMC (Grupo de Teoria de Campos em Sistemas de Matéria Condensada). Foram feitas simulações com discos de diversos tamanhos, com raios $R = 20a$, $25a$ e $30a$, onde a é o espaçamento de rede (menor distância entre dois sítios). Como configuração inicial, os spins foram arranjados no disco através da solução vórtice (2.26), e os spins localizados a uma distância de um espaçamento de rede do centro do disco foram colocados fora do plano (figura 5.1),

5. Defeitos em nanodiscos

gerando a polarização do núcleo do vórtice.

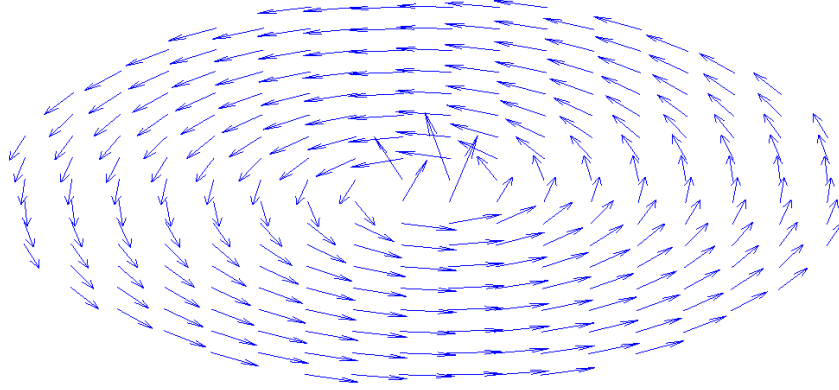


Figura 5.1: Figura de um vórtice gerada através das condições iniciais.

Para a constante de anisotropia da “tampa” do disco (que representa a energia magnetostática na superfície do disco), foi estabelecido o valor $\lambda_1 = 0.2J$. Este valor permite que o núcleo do vórtice, que possui spins fora do plano, tenha um tamanho próximo ao inicial, colocado à “mão”. Foram testados também valores no intervalo $0 < \lambda_1 < 0.28$. Para valores muito menores que 0.2, o núcleo do vórtice irá aumentar significativamente, e para valores muito maiores que 0.2, o núcleo do vórtice irá diminuir até a sua aniquilação; ou seja, torna-se um vórtice planar. Para a borda do disco, foi atribuído à constante de anisotropia (que representa a energia magnetostática nas bordas do disco) o valor $\lambda_2 = 2.0J$. Outros valores também foram testados, e foi constatado que apenas valores no intervalo $1.8 < \lambda_2 < 2.2$ levam aos mesmos resultados quantitativos e qualitativos. Os valores escolhidos para as constantes de anisotropia, acima, estão de acordo com os parâmetros experimentais para nanodiscos feitos de Permalloy. No modelo (4.2) sem defeito, por exemplo, o comprimento de troca l_0 (alcance da interação de troca) é dado por $l_0 \approx a\sqrt{A_\alpha/\lambda_1}$. Em uma comparação com o resultado experimental, $A_\alpha = \mathcal{A}L$, onde $\mathcal{A} \approx 1.3 \times 10^{-11} J/m$ é a constante de troca e $L \approx 10^{-9} m$ é a espessura do nanodisco de *Py*, enquanto $l_0 \approx \sqrt{\mathcal{A}/\mu_0 M_s^2}$, com $M_s = 8.6 \times 10^5 A/m$ e $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} N/A^2$. Assim, pode-se esperar que $a\sqrt{A_\alpha/\lambda_1} \sim \sqrt{\mathcal{A}/\mu_0 M_s^2}$, leva ao valor $\lambda_1/A_\alpha \approx \mu_0 M_s^2 a^2/\mathcal{A} \sim 10^{-1}$. A combinação dos valores λ_1/A_α e λ_2/A_α leva a um modo girotrópico do núcleo

5. Defeitos em nanodiscos

do vórtice na ordem de gigahertz, que está de acordo, qualitativo e quantitativo, com observações experimentais em discos de raio $R = 20a \approx 20l_0 \approx 10^2 nm$.

Com o intuito de comparar os modelos utilizados neste trabalho com resultados experimentais e teóricos já conhecidos, foram aplicados campos magnéticos senoidais na direção x , no plano de discos de vários tamanhos. Estes campos excitam movimentos giromagnéticos, com frequências de ressonância ω_R , dependentes do raio disco, mais especificamente, que crescem linearmente com a razão $1/R$ (figura 5.2).

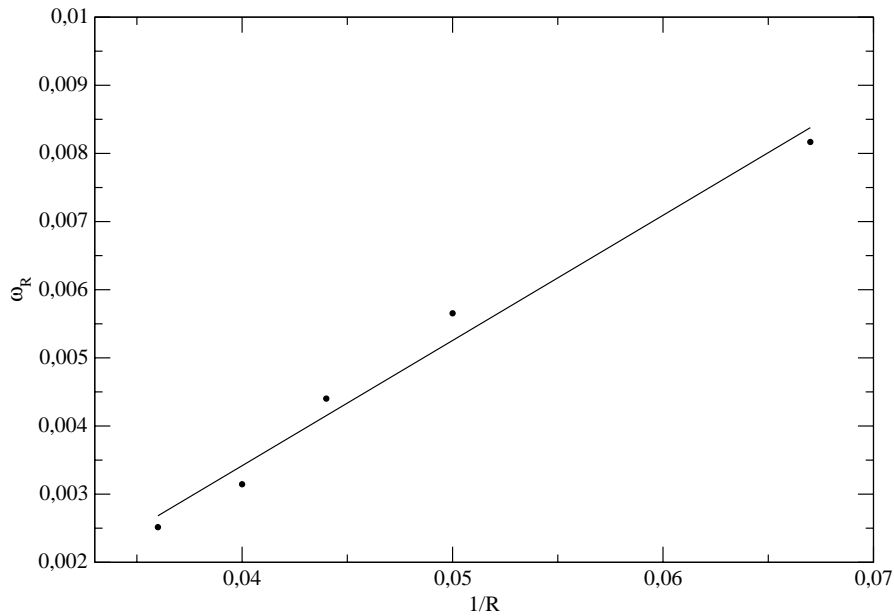


Figura 5.2: Comportamento da frequência girotrópica, ω_R , em função da razão $1/R$, obtido através dos modelos para discos sem defeitos. Os pontos são resultados da simulação, e a reta é uma regressão linear

Este resultado está em concordância qualitativa com os resultados experimentais e de microssimulação magnética para discos sem defeitos. Em trabalhos recentes, Novosad e colaboradores [50] e Gusliencko e colaboradores [71] constataram que a frequência de ressonância cresce linearmente com a razão L/R , onde L é a espessura do disco e R é o raio.

Os resultados seguintes, contidos nesta tese foram obtidos com discos de raio $R = 20a$, com centro localizado na posição $(20a, 20a)$. Nestes discos sem defeitos,

5. Defeitos em nanodiscos

foram feitas simulações de dinâmica de spins com tempo de duração total de $t = 10^4 J^{-1}$.

No intervalo de tempo $t = 700 J^{-1}$, foi aplicado um campo senoidal de amplitude $\vec{h}_1 = 0.01 J \hat{x}$ e frequência $\omega = 0.0089 J$ na direção x , paralela ao plano do disco, situado no plano xy . Foi observado que o campo excitou algumas ondas de spins e o movimento precessional do núcleo do vórtice, como pode ser visto na figura (5.3).

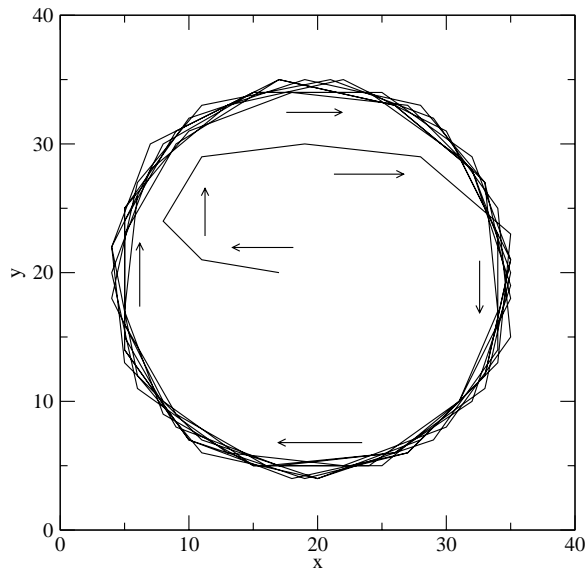


Figura 5.3: Trajetória do núcleo do vórtice no plano xy em um sistema sem defeito. As setas indicam o sentido e a direção do movimento

Para uma análise melhor deste movimento, foram feitos gráficos do comportamento da média da magnetização na direção x e y em função do tempo e suas transformadas de Fourier, que podem ser vistos nas figuras (5.4) e (5.5). Pode-se notar que a oscilação da média da magnetização nas direções x e y ocorrem de forma periódica e defasada de $\pi/2$. As transformadas de Fourier destes gráficos apresentam um pico bem definido na frequência $\omega_R = 0.0056 J$. As oscilações secundárias se devem às ondas de spins criadas pelo campo magnético, no intervalo de tempo em que o campo está ligado. O núcleo do vórtice faz um movimento de precessão com a mesma frequência ω_R com que a magnetização oscila. Esta é a frequência de ressonância deste movimento, como pode ser visto no gráfico da posição do núcleo do vórtice nas direções

5. Defeitos em nanodiscos

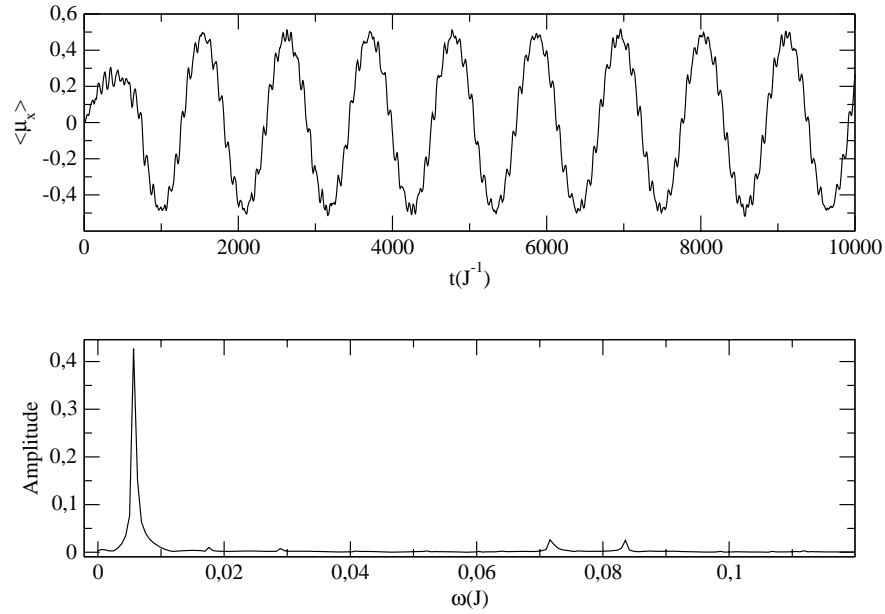


Figura 5.4: Magnetização média na direção x , em função do tempo, e sua transformada de Fourier

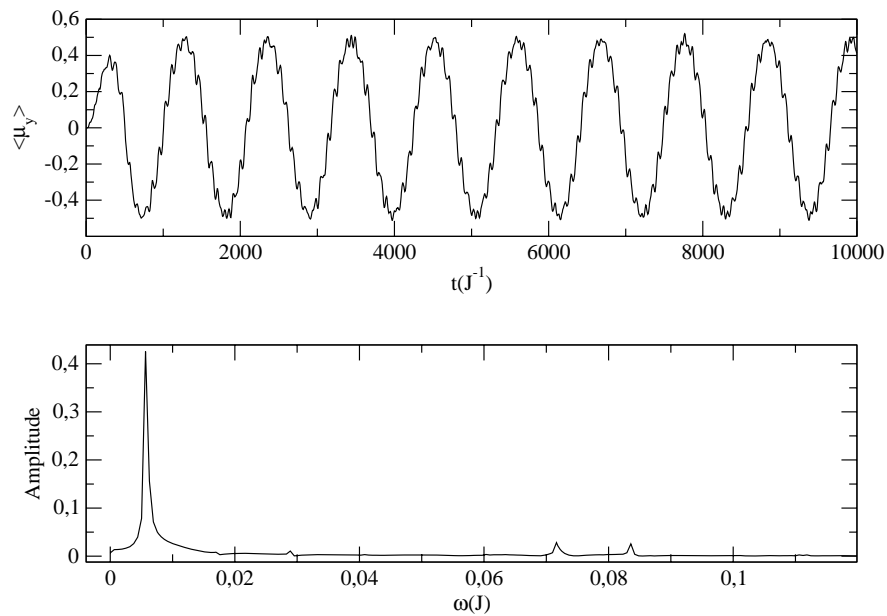


Figura 5.5: Magnetização média na direção y , em função do tempo, e sua transformada de Fourier

5. Defeitos em nanodiscos

x e y em função do tempo e nas suas transformadas de Fourier (5.6). No gráfico da

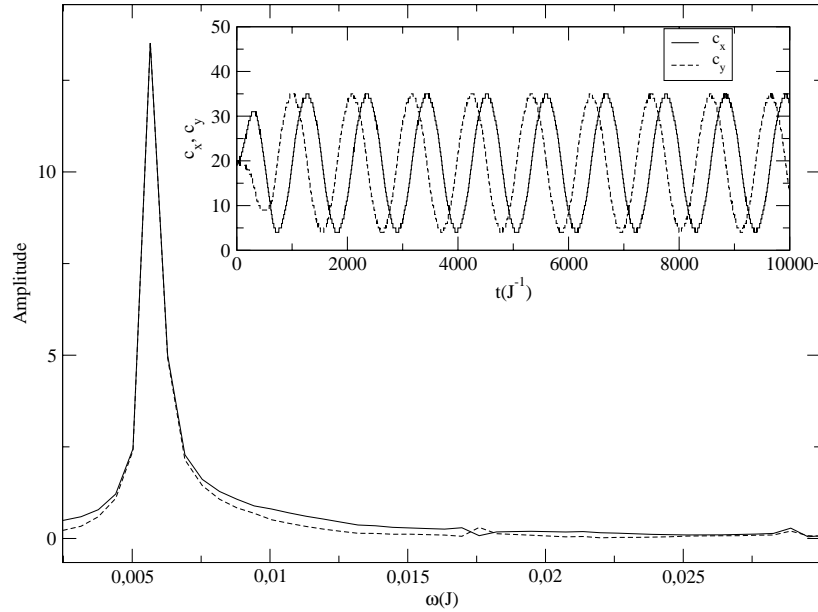


Figura 5.6: Posições do núcleo do vórtice nas direções x e y , em função do tempo. Pode-se notar que a transformada de Fourier leva a um pico de mesma frequência, observada nas figuras 5.4 e 5.5.

oscilação da média da magnetização na direção z em função do tempo (figura 5.7), pode-se ver que a média da magnetização sobre toda a amostra oscila em torno de um pequeno valor positivo. Isto ocorre devido à maior contribuição, para a média da magnetização na direção z , apontar no sentido positivo deste eixo. Esta contribuição deve-se à polarização do vórtice, que neste caso é positiva, $p = +1$. A frequência de oscilação da magnetização na direção z é muito maior do que a frequência das outras componentes. Isto ocorre devido a dois fatores: o primeiro se deve à rede ser discreta, que faz com que as componentes fora do plano, que constituem o núcleo do vórtice, variem de valor ao andar pela rede. A magnetização fora do plano diminui quando o núcleo do vórtice está passando entre sítios, e aumenta quando seu núcleo está exatamente em cima de um sítio. A outra razão são as ondas de spins geradas pelo campo magnético aplicado.

Todos os resultados obtidos até agora mostram que os modelos propostos reproduzem, qualitativamente, muito bem os resultados experimentais para discos magnéticos sem defeitos; isto é, as hamiltonianas (4.1) e (4.2) podem ser usadas de

5. Defeitos em nanodiscos

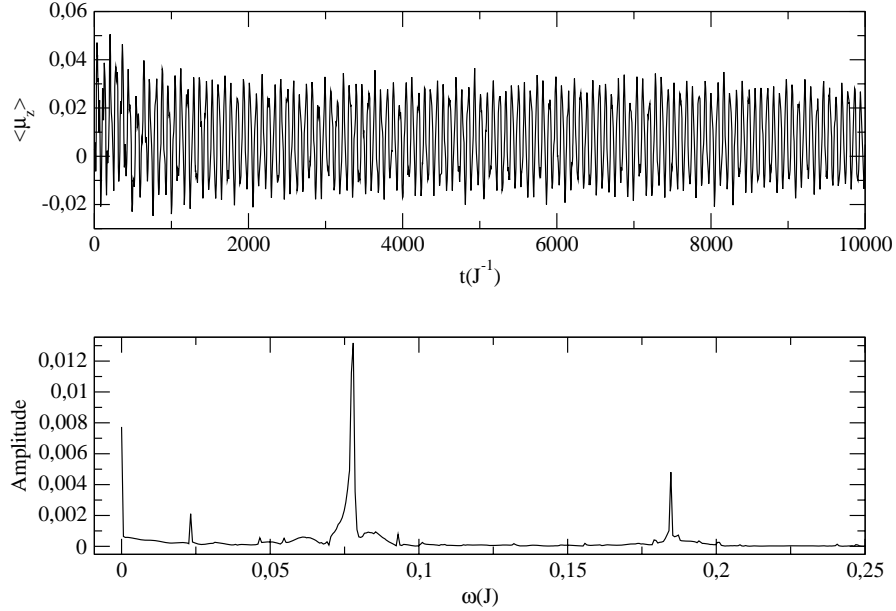


Figura 5.7: Magnetização na direção z , em função do tempo, e sua transformada de Fourier.

forma confiável na previsão de fenômenos ainda não observados; como por exemplo, o que ocorre com materiais não-homogêneos.

5.1 Nanodiscos com defeitos

Após atestar a eficiência dos modelos aqui propostos com um disco “limpo”, foram feitas simulações com discos possuindo defeitos. Primeiro, foram inseridos defeitos tipo buraco circular, que representa uma cavidade em nanodiscos reais. Tais sistemas já foram estudados experimentalmente por Rahm e colaboradores [76, 77]. Eles utilizaram a combinação das técnicas EBL (“electron beam lithography”), “thermal evaporation” e “liftoff” para fabricar nanodiscos com cavidade. Foram fabricados discos de Py com diâmetros entre $600nm$ e $800nm$ e espessura entre $20nm$ e $60nm$. A cavidade foi criada durante o processo de exposição aos feixes de elétrons (veja a figura 1.4). Um filme resistente aos feixes de elétrons, de diâmetro aproximado de $50nm$, foi colocado sobre o substrato (“fôrma” do nanodisco) na posição desejada. Assim, ao depositar o Py através de vaporização térmica nesta fôrma, tem-se nanodiscos

5. Defeitos em nanodiscos

com cavidades. Utilizando estes discos com defeitos, eles mostraram que estas cavidades podem alterar significativamente a curva de histerese do nanodisco, comparado ao nanodisco homogêneo [47]. Em nanodiscos sem defeitos, a curva de histerese é caracterizada por dois “saltos” distintos, devido à aniquilação e à nucleação do vórtice (pontos **a**, **b** e **c** da figura 1.4). Na curva de histerese do nanodisco com defeitos, aparece um platô que está relacionado à captura do vórtice pela cavidade.

Em outro trabalho experimental bastante recente, Kuepper e colaboradores [78] investigaram a dinâmica de vórtices na presença de cavidades. Eles mostraram que o núcleo do vórtice é capturado pelo buraco e, como consequência, ondas de spins são excitadas. Através de um campo estático de $4.3mT$, o núcleo é arrancado do defeito, podendo, assim, novamente ser reestabelecido o movimento giromagnético através de um campo oscilatório. Todos os experimentos acima foram feitos em temperaturas baixíssimas, em torno de $1.3K$. Nas simulações apresentadas aqui, foram encontrados resultados bastante interessantes e ainda não encontrados experimentalmente.

A segunda investigação foi com nanodiscos com defeitos tipo linha. Esta linha representa a interface entre dois semidiscos de materiais diferentes (fronteira entre os materiais). Nanodiscos com este tipo de defeito ainda não foram produzidos experimentalmente, e fica, então, como uma proposta para os experimentais. A dinâmica do núcleo do vórtice se mostrou bastante interessante na presença de tal defeito, como poderá ser observado nas próximas seções.

5.1.1 Defeitos tipo-buraco

Como foi visto em capítulos anteriores, a inserção de um buraco em um filme magnético induz um potencial capaz de atrair o núcleo do vórtice [39, 72, 74]. Tal força afeta de forma significativa a dinâmica do núcleo do vórtice, tornando-a muito rica. Inicialmente, neste trabalho, foram feitas simulações considerando apenas a introdução de um buraco de raio $\rho_1 = \rho$, em um disco de raio $R = 20a$. Foi considerado o efeito da energia magnetostática na borda do buraco, ou seja, foram considerados valores para a constante de anisotropia no intervalo $0 \leq \lambda_{1,l} \leq \lambda_2$. A posição e o tamanho deste buraco podem ser controlados, possibilitando o estudo de vários casos.

5. Defeitos em nanodiscos

A primeira análise foi feita com um buraco localizado no centro do nanodisco, ou seja, com o núcleo do vórtice na sua posição de equilíbrio e preso ao buraco. Nesta configuração, a energia necessária para excitar o modo giromagnético é bem maior que em um nanodisco sem buraco, ou com o buraco localizado em outra posição. Isto ocorre porque o potencial efetivo, devido à energia magnetostática e ao buraco, possui um valor máximo nesta posição [75]. Através das simulações, pôde-se constatar que, quanto maior o tamanho do buraco e da constante de anisotropia em sua borda, mais difícil será arrancar o núcleo do vórtice, uma vez capturado. Na maioria das simulações, o campo aplicado destrói o vórtice antes de arrancar o seu núcleo do buraco. Em alguns casos particulares, pode-se excitar o movimento giromagnético; por exemplo, quando o tamanho do buraco é de um espaçamento de rede ($\rho = a$), o que equivale a arrancar os quatro spins mais próximos (figura 5.8), e a constante de anisotropia na borda do buraco, apresentar valores no intervalo $0 \leq \lambda_{1,l} \leq 2.3 \times 10^{-4}$. Em simulações onde o buraco possuía estas características, foram aplicados

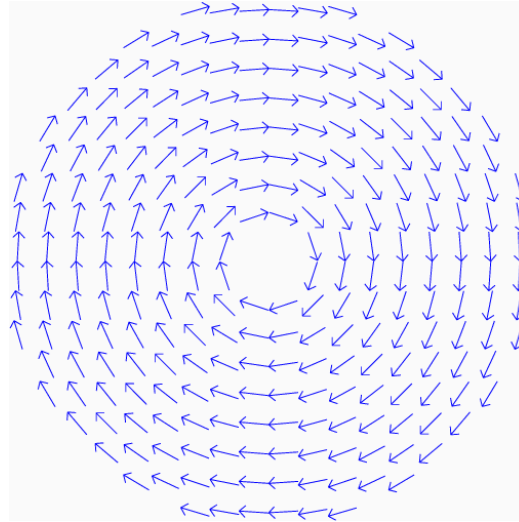


Figura 5.8: Nanodisco com um buraco de raio $\rho = a$ localizado no centro do disco.

simultaneamente dois campos magnéticos: um senoidal, com amplitude $h_1 = 0.01J$ e frequência $\omega = 0.009J$, e outro com constante de intensidade $h_0 = 0.051J$. O campo constante, que é aproximadamente cinco vezes maior em amplitude que o senoidal, foi aplicado para arrancar o núcleo do vórtice do buraco, assim, quando o núcleo escapa

5. Defeitos em nanodiscos

do buraco, este campo não é mais necessário, sendo desligado no tempo $t = 50J^{-1}$, após o início da simulação. O campo senoidal foi desligado em $t = 700J^{-1}$, logo após ter excitado o movimento giromagnético. A oscilação da média da magnetização na direção x e sua transformada de Fourier, logo após o campo senoidal ser desligado, são apresentadas na figura 5.9. Através deste gráfico, pode-se notar que o movimento

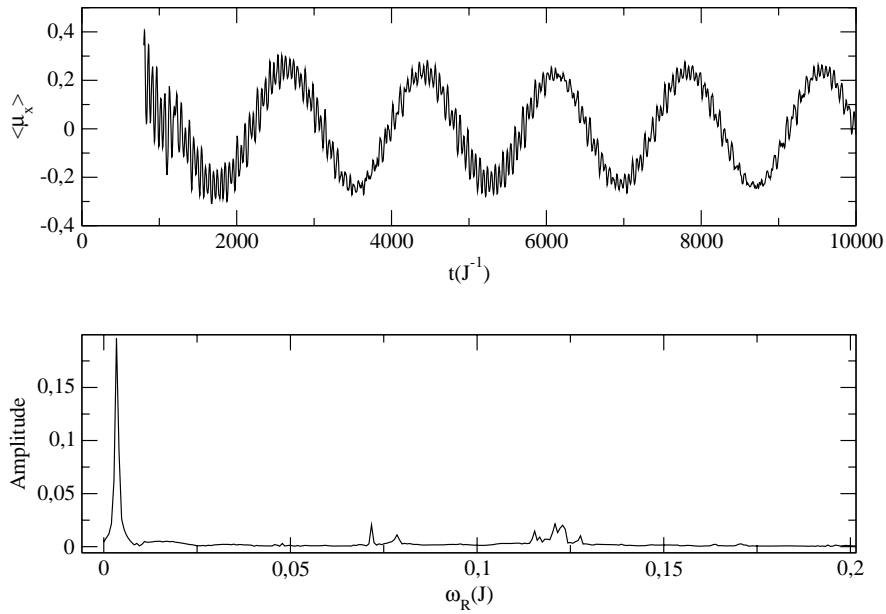


Figura 5.9: Média da magnetização na direção x , em função do tempo, e sua transformada de Fourier na presença de um buraco central. O pico principal na transformada ocorre em $\omega_R = 0.0034$.

giromagnético foi significativamente afetado pela presença do buraco. A frequência de ressonância é menor que no disco sem buraco, fato previamente previsto no trabalho analítico [75]. Outro fato importante é a presença de um grande número de ondas de spins excitadas no sistema, devido à grande intensidade do campo aplicado no início do processo.

O buraco foi colocado em várias outras posições, além do centro, com diversos tamanhos e valores de constante de anisotropia $\lambda_{1,l}$. Quando este era grande, $\rho \geq 2a$, ele capturava o núcleo do vórtice ou o espalhava, dependendo de sua posição (figura 5.10). Nessas mudanças de tamanho e na posição do buraco no nanodisco,

5. Defeitos em nanodiscos

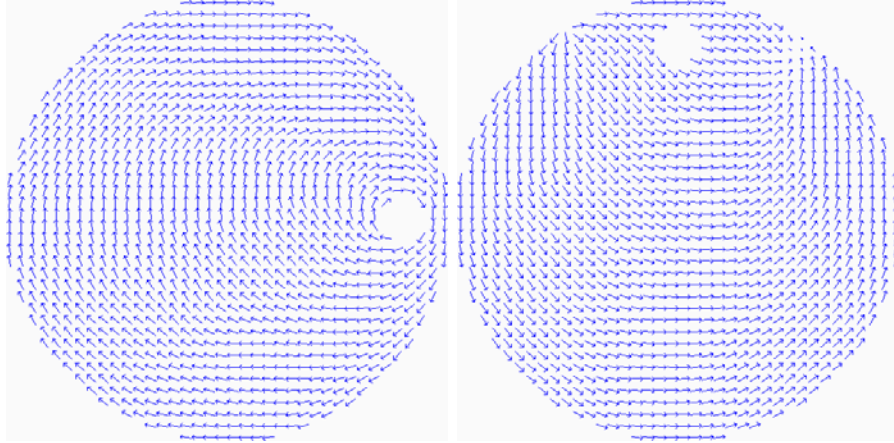


Figura 5.10: Do lado esquerdo, é apresentada uma figura $2D$ do núcleo do vórtice capturado por um buraco de raio $\rho = 2a$ e, do lado direito o núcleo do vórtice espalhado por um buraco de mesmo tamanho, mas em posição diferente.

foi encontrado um efeito bastante raro causado pela interação entre o buraco e o núcleo do vórtice. Este efeito foi encontrado com um buraco de raio $\rho = a$, situado a uma distância $d_1 = 13a$ ou $d_1 = -13a$ do centro do disco, ao longo do eixo y . O campo magnético utilizado e seu tempo de duração são os mesmos aplicados no disco sem buraco, apresentado no início desse capítulo. Foram feitos os gráficos da média da magnetização nas direções x e y e suas transformadas de Fourier (figuras 5.11 e 5.12). Através destes gráficos, nota-se comportamentos bem distintos antes e após o tempo $t = 3200J^{-1}$. Antes deste tempo, o comportamento é exatamente o mesmo que ocorre no nanodisco sem impureza, com as médias $\langle \mu_x \rangle$ e $\langle \mu_z \rangle$ apresentando frequências de oscilação iguais as do movimento sem a presença de defeito. Após este tempo, a frequência de oscilação de $\langle \mu_x \rangle$ diminui, $\omega_R = 0.0025$, juntamente com a sua amplitude. Na direção z , $\langle \mu_z \rangle$ passa a oscilar em torno de um valor negativo, o que sugere uma mudança na polarização do núcleo do vórtice. Isto pode ser confirmado através dos gráficos da média da magnetização em cima do núcleo do vórtice na direção z em função do tempo (figura 5.13) e da trajetória do núcleo (figura 5.14). Na figura 5.13, que mostra a média da magnetização do núcleo, pode-se ver que houve uma inversão da polarização. A polarização, que antes era positiva ($p = 1$), passa a ser negativa ($p = -1$). Esta inversão é seguida por uma inversão no sentido

5. Defeitos em nanodiscos

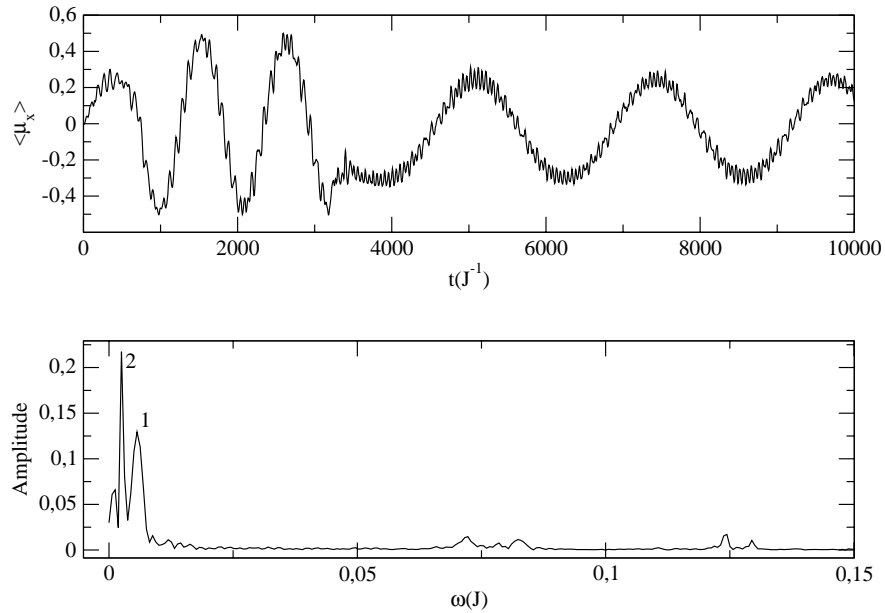


Figura 5.11: Média da magnetização na direção x , em função do tempo, e sua transformada de Fourier na presença de um buraco na posição $d = 13a$, ao longo do eixo y .

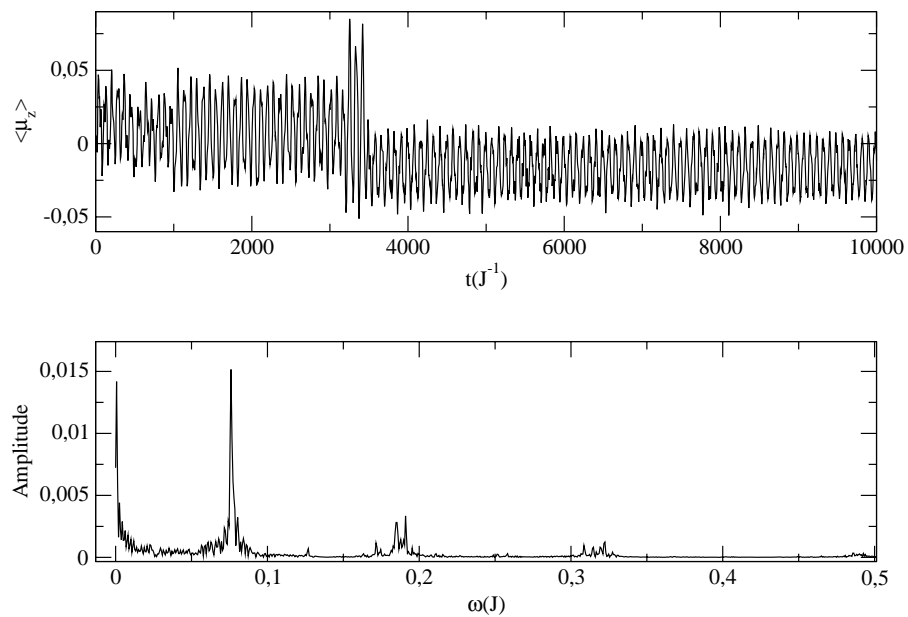


Figura 5.12: Média da magnetização na direção z , em função do tempo, e sua transformada de Fourier na presença de um buraco na posição $d = 13a$, ao longo do eixo y .

5. Defeitos em nanodiscos

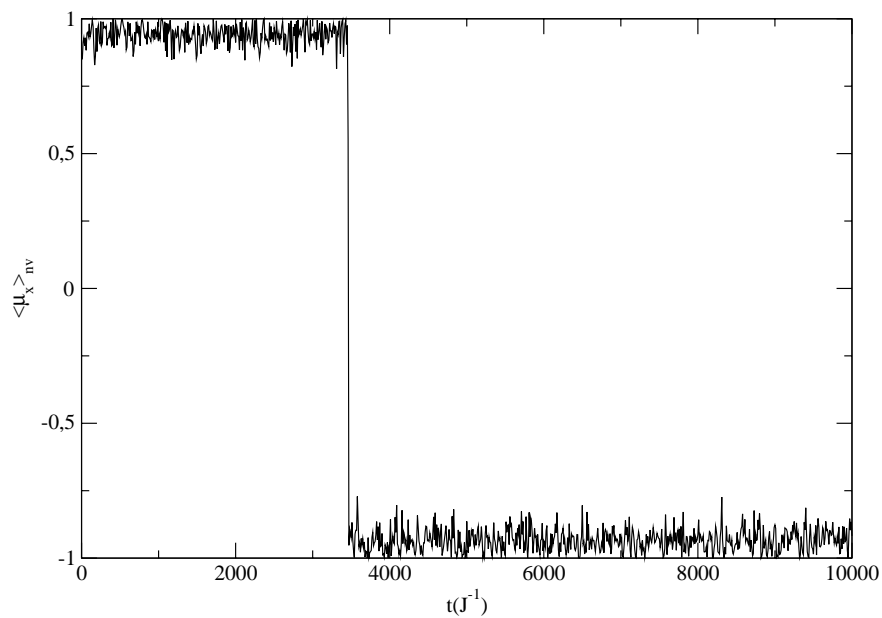


Figura 5.13: Média da magnetização do núcleo do vórtice na direção z , em função do tempo.

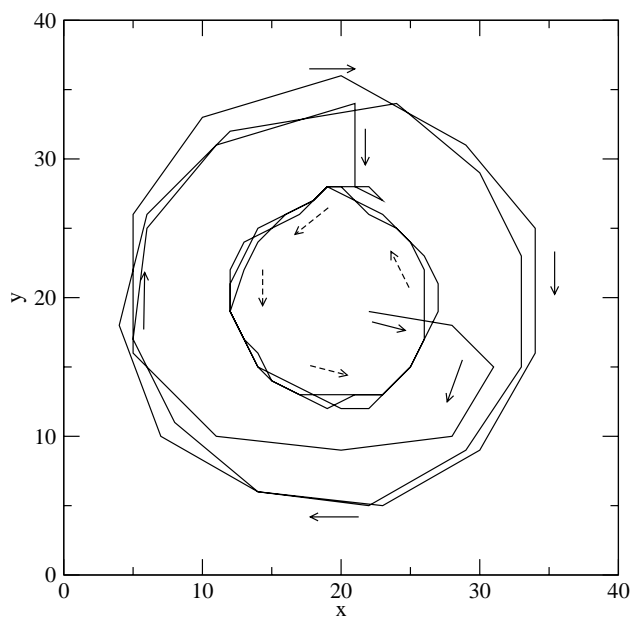


Figura 5.14: Órbita do núcleo do vórtice na presença de um buraco. As setas representam o sentido do movimento antes da inversão da polarização, e as setas pontilhadas, o sentido do movimento após a inversão.

5. Defeitos em nanodiscos

do movimento do núcleo e de uma diminuição de sua órbita, como pode ser visto na figura 5.14. Todos estes efeitos que ocorrem após a inversão, estão de acordo com resultados experimentais encontrados por Weigand e colaboradores [57] em sistemas sem defeitos.

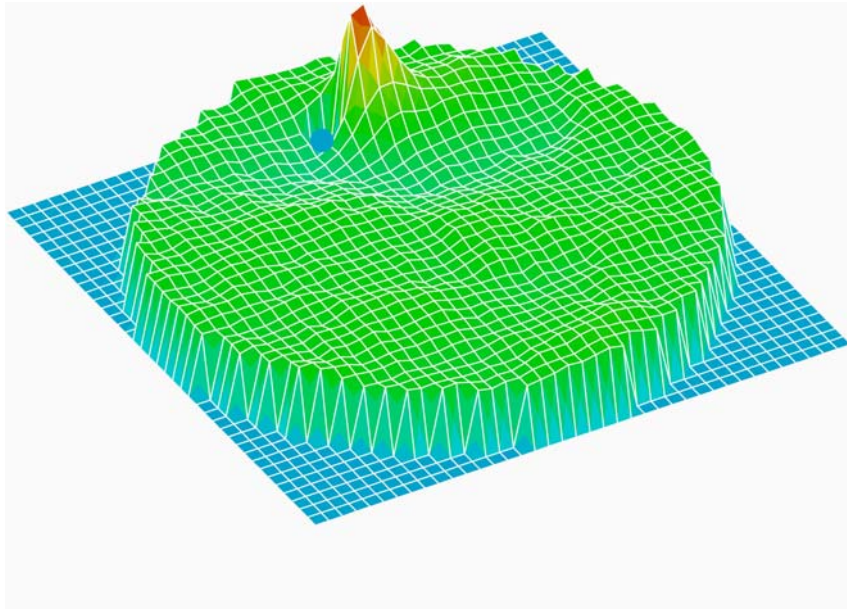


Figura 5.15: Onda de spins formada após a terceira passagem do núcleo do vórtice, próximo ao buraco.

Alguns conceitos físicos básicos podem ajudar a entender este processo de inversão. Como conhecido na literatura, o potencial efetivo, devido à energia magnetostática e à interação de troca, experimentado pelo vórtice, é globalmente minimizado dentro do buraco [72, 73, 74]. Na maioria dos experimentos, as cavidades têm tamanhos em torno de 15% a 25% dos tamanhos das amostras onde são inseridas, por isso, o fenômeno mais comum de acontecer é a captura do vórtice pelo defeito [76, 77, 78].

Contudo, um buraco bem pequeno afeta ligeiramente a dinâmica do vórtice, e não é esperado que ocorra nenhum fato muito relevante. A inversão da polaridade prevista neste trabalho ocorre com uma cavidade de tamanho intermediário, em torno de 5% a 10% da amostra. Neste caso, a minimização de energia, devido à energia magnetostática e à energia de troca, são comparáveis. Foi visto, nas simulações, que

5. Defeitos em nanodiscos

o defeito captura o núcleo do vórtice, principalmente quando ele é suficientemente grande, exatamente como ocorre nos experimentos mostrados nas refs. [12, 22 e 27]. Somente em situações especiais, é esperada a ocorrência da inversão de polaridade devido à interação buraco-vórtice. Para que ocorra este fenômeno, o buraco deve ser relativamente pequeno e estar fora do centro do nanodisco. O núcleo do vórtice deve estar em movimento e passar bem próximo ao defeito. Ao passar próximo ao defeito, o

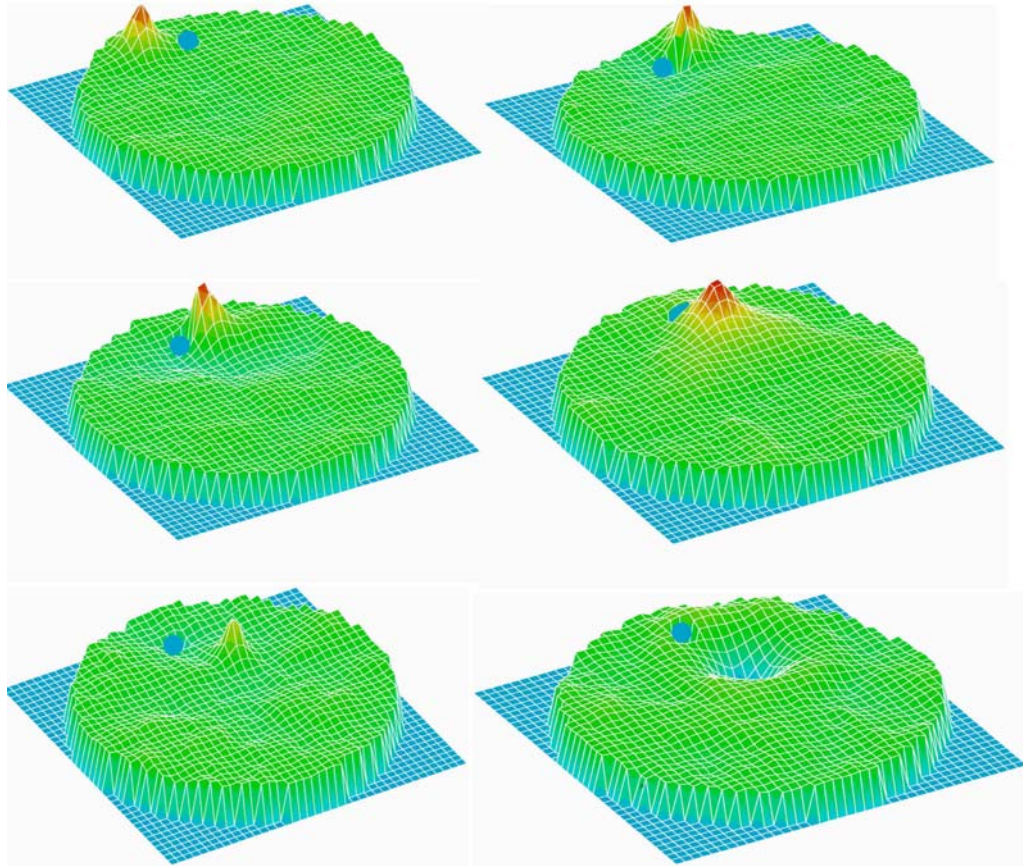


Figura 5.16: Sequência de “fotos” que mostra o fenômeno de inversão da polarização na presença de um buraco. A sequência ocorre da esquerda para a direita e de cima para baixo.

núcleo é atraído e sua inércia é dominada pelo buraco, revertendo o sentido de seu movimento (figura 5.14). Esta inversão de sentido demanda uma inversão de polarização, para que o sinal do fator giromagnético $\vec{G} \times \vec{v}$ na equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (1.1) seja conservado. Uma outra explicação para este fenômeno pode ser a seguinte; o núcleo do vórtice ao passar bem próximo do buraco é atraído. Sendo acelerado, esta

5. Defeitos em nanodiscos

interação cria ondas de spins no sistema. Quando o núcleo passa pela terceira vez próximo à borda do buraco (figura 5.14), ele é quase capturado. Neste movimento é criada uma onda de grande amplitude, como pode ser visto na figura 5.15. A onda, ao interagir com o núcleo, faz com que ele tenha, além de um movimento que ele já possuía no plano do disco, um movimento na vertical como é apresentado na sequência de “fotos” mostrada na figura (5.16). Este movimento na vertical pode ser visto quantitativamente através do gráfico da média da magnetização na direção z . Instantes antes da inversão da polarização esta média oscila com amplitude maior que a inicial. Este movimento faz com que o núcleo, em algum momento no seu movimento de descida, tenha energia suficiente para inverter o sentido de sua polarização. Mas existe também uma outra possibilidade para o fenômeno de inversão, associada à aceleração do núcleo do vórtice. Como foi falado anteriormente, o núcleo do vórtice é acelerado pelo buraco, assim, ao atingir uma velocidade crítica, para esse sistema, a polarização é invertida. Um estudo mais aprofundado sobre o que acontece imediatamente antes da inversão da polarização ficará como objeto de trabalhos futuros.

A dinâmica do núcleo do vórtice também foi analisada na presença de dois buracos. Neste caso, foram considerados dois buracos de raio $\rho = a$ distantes um do outro em um disco de raio $R = 20a$. Para excitar o movimento giromagnético do núcleo do vórtice, foi aplicado um campo magnético senoidal $\vec{h}_0 = 0.01J\hat{x}$ com frequência $\omega = 0.0093J$ no intervalo de tempo inicial $t = 700J^{-1}$. Em todos os casos observados, o vórtice acaba sendo capturado por um dos buracos, e o fenômeno de inversão da polaridade é completamente suprimido. Assim, neste caso, o interesse fica na dinâmica do sistema após a captura do vórtice.

Em um caso particular, os defeitos foram colocados nas posições $\vec{r}_1 = (0, 13a)$ (buraco 1), e $\vec{r}_2 = (0, -8a)$ (buraco 2), como pode ser visto na figura 5.17. A distância do buraco 2 ao centro é menor que a distância do buraco 1 ao centro para retardar a captura do vórtice, pois, se as distâncias ao centro forem iguais, o vórtice é capturado logo no início da simulação. Foram feitos gráficos da média da magnetização nas direções x e y em função do tempo e suas transformadas de Fourier (figuras 5.18 e 5.19). Pode-se notar através destes gráficos, que as magnetizações oscilam har-

5. Defeitos em nanodiscos

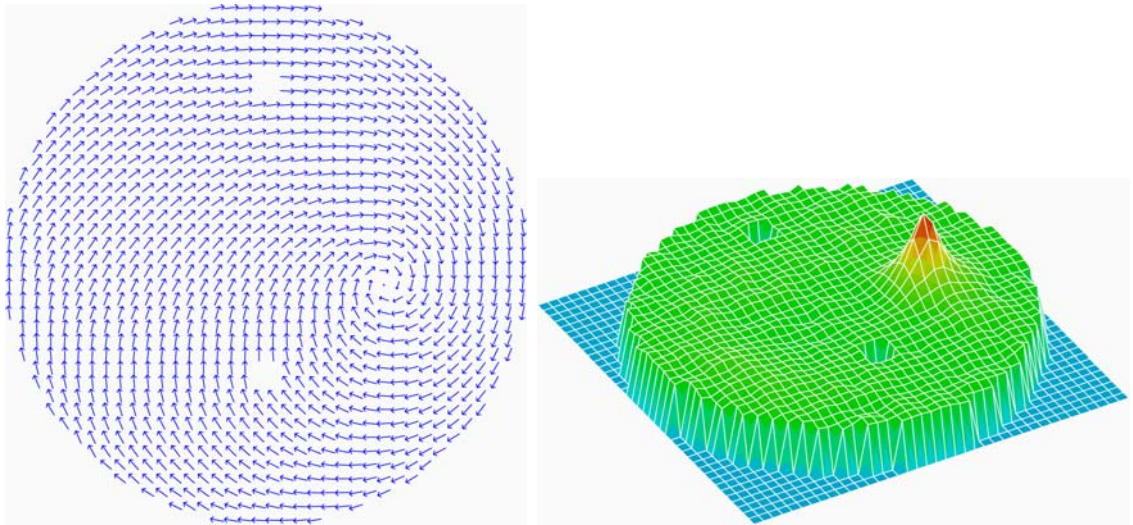


Figura 5.17: A figura 2D da esquerda é uma visão de cima de um nanodisco com dois buracos, e a figura da direita é uma visão 3D do mesmo nanodisco.

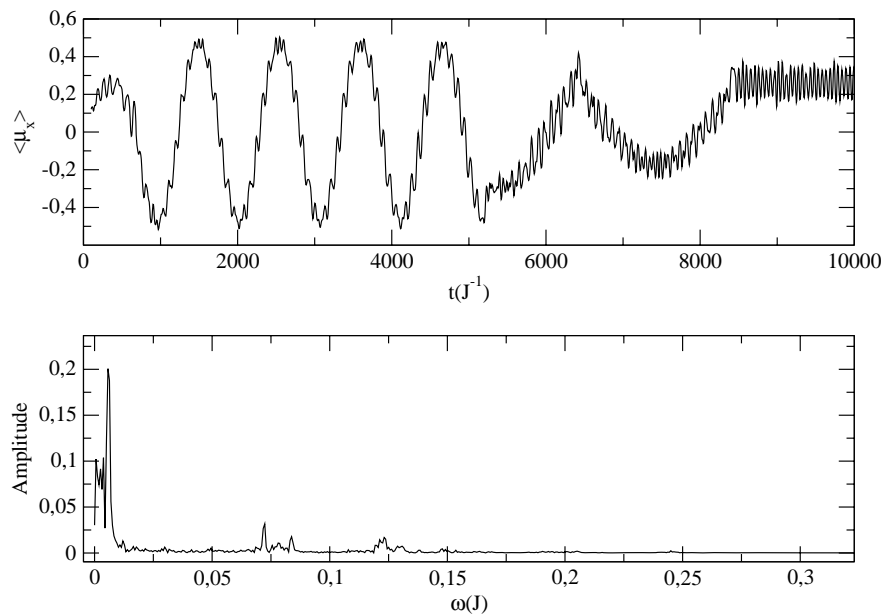


Figura 5.18: Média da magnetização do núcleo do vórtice na direção x , em função do tempo, e sua transformada de Fourier para um disco com dois buracos.

5. Defeitos em nanodiscos

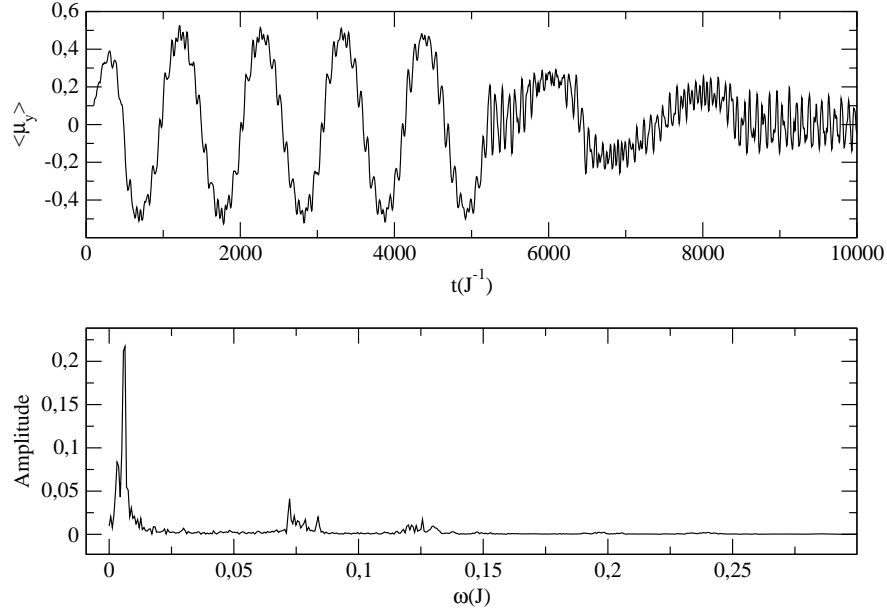


Figura 5.19: Média da magnetização do núcleo do vórtice na direção y em função do tempo e sua transformada de Fourier para um disco com dois buracos.

monicamente, com a mesma frequência de ressonância $\omega_{rb} = 0.0057J$, que tem um valor bem próximo do caso sem defeito, até o tempo $t \sim 5000J^{-1}$. Neste intervalo de tempo, as médias oscilam entre os valores -0.5 e 0.5 , indicando um movimento aproximadamente circular do núcleo. Neste tempo, o buraco interfere na órbita do núcleo, diminuindo sua amplitude e sua frequência, mas mantendo seu sentido. Consequentemente, não há inversão da polarização. Nesta nova órbita, o núcleo passa uma vez pelo lado externo do buraco 2 (entre o defeito e a borda do disco), sendo capturado na próxima passagem por este defeito, como pode ser visto na figura 5.20. Após a captura, $\langle \mu_x \rangle$ passa a oscilar em torno do valor 0.2 e $\langle \mu_y \rangle$ em torno de zero, com uma frequência $\varpi = 0.123J$. Esta é a frequência de oscilação do núcleo do vórtice preso ao buraco. Neste movimento, a amplitude de oscilação é maior na direção y que na direção x ; ou seja, a trajetória do núcleo preso ao buraco é uma elipse com um semi-eixo na direção x maior que na direção y . Este movimento se deve ao efeito da energia magnetostática da borda do disco, que “empurra” o núcleo para o centro. Logo, a diferença de amplitude aumenta, quanto mais próximo o buraco es-

5. Defeitos em nanodiscos

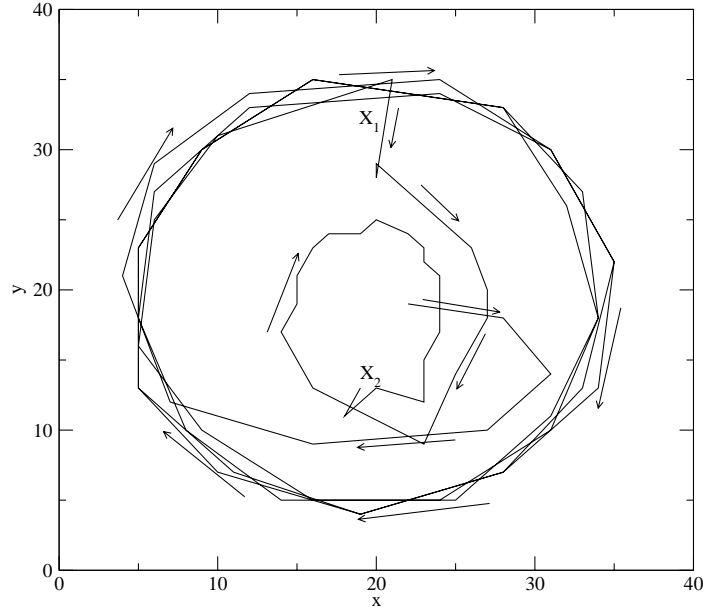


Figura 5.20: Trajetória do núcleo do vórtice na presença de dois buracos. As setas indicam que o sentido do movimento é o mesmo em toda a simulação.

tiver da borda. Como o vórtice preso ao buraco gera ondas de spins, uma técnica de se produzir ondas com fases diferentes seria mudar a posição do defeito, que pode ser feito experimentalmente, via técnicas de litografia.

O gráfico da média da magnetização na direção z em função do tempo também foi feito (figura 5.21). Inicialmente, ele oscila em torno de um pequeno valor positivo, o que mostra que o vórtice tem polarização positiva. Após o núcleo do vórtice dar algumas voltas, no tempo $t \sim 5000J^{-1}$, a amplitude de oscilação aumenta, devido à mudança de órbita do núcleo, que leva à formação de ondas de spins. No tempo $t \sim 8000J^{-1}$, o vórtice é capturado pelo buraco 2 (figura 5.20), diminuindo, consideravelmente, sua energia cinética que é convertida em ondas de spins. A rotação rápida do núcleo do vórtice dentro do buraco também leva à criação de ondas de spins. A amplitude de $\langle \mu_z \rangle$ continua grande após sua captura pelo buraco, mas a sua oscilação se torna bem pequena, pois a polarização do vórtice praticamente desaparece.

Também foram feitas simulações onde os buracos não estão alinhados na mesma

5. Defeitos em nanodiscos

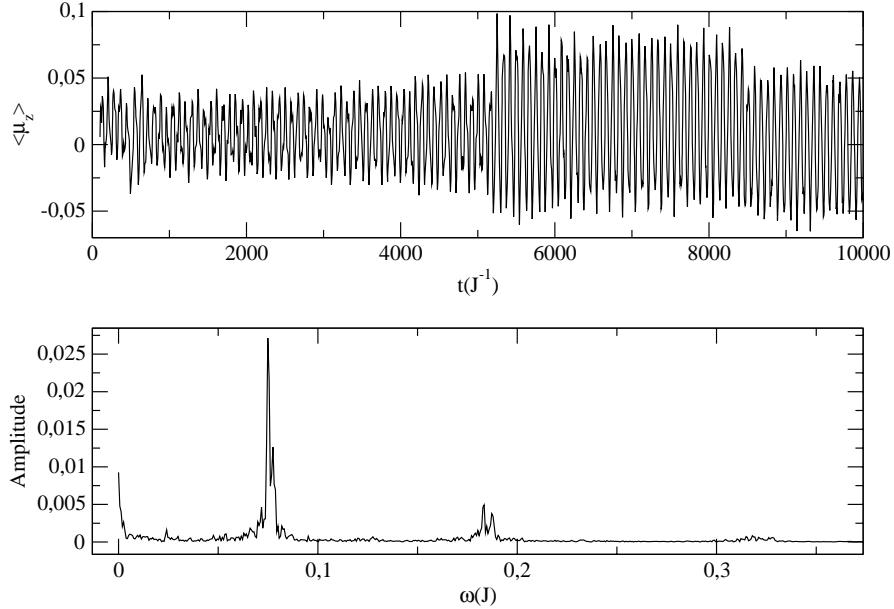


Figura 5.21: Média da magnetização do núcleo do vórtice na direção z , em função do tempo, e sua transformada de Fourier para um disco com dois buracos.

linha vertical, passando pelo centro do disco. Em um caso particular, os buracos de tamanhos $\rho_1 = \rho_2 = a$, foram colocados nas posições $(0, 33a)$ e $(12a, 8a)$. Na figura 5.22 pode ser vista a órbita do núcleo do vórtice. Neste caso, o buraco x_2 muda a trajetória do núcleo, colocando-o em rota de colisão com o buraco na posição x_1 . Conseqüentemente o vórtice é capturado pelo buraco x_1 . O número de voltas do núcleo também é diminuído com a mudança na posição do segundo buraco. Foram testadas várias outras configurações, com buracos menores (onde é arrancado um spin), e com buracos maiores (onde são arrancados oito spins). Em nenhuma delas ocorreu a inversão da polarização. Estes sistemas são bastante sensíveis às condições iniciais, como ocorre em experimentos [78]. Logo, pode-se fabricar dispositivos utilizando nanodiscos com cavidades para diferentes tipos de propósitos.

5. Defeitos em nanodiscos

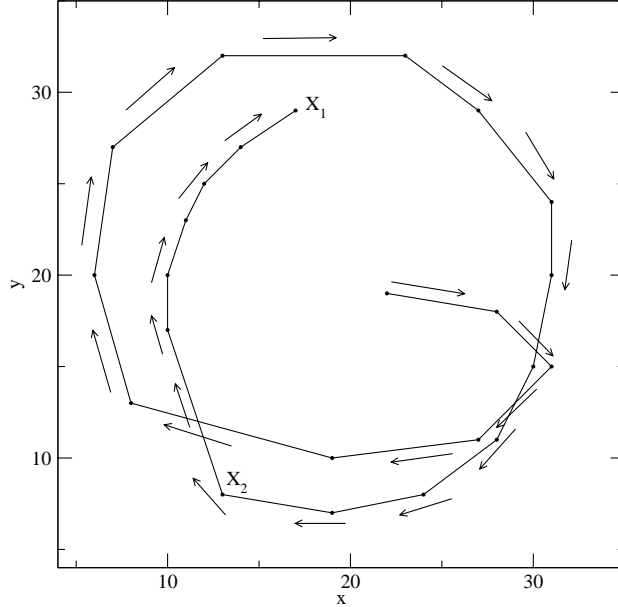


Figura 5.22: Trajetória do núcleo do vórtice na presença de dois buracos. As setas indicam que o sentido do movimento é o mesmo em toda a simulação. Neste caso, o buraco está na posição $(12a, 8a)$, fora do eixo y

5.1.2 Defeito tipo-interface

Nesta seção, será apresentada uma proposta ainda não realizada experimentalmente, até onde se sabe: a construção de nanomagnetos constituídos de partes feitas de materiais diferentes. Nas simulações, foram considerados nanodiscos constituídos de dois semi-discos de materiais diferentes, como pode ser visto na figura 5.23. Lembrando o que foi visto no capítulo anterior, um lado do nanodisco é feito de um material com constante de acoplamento A_α , e o outro, de um material com acoplamento A_β e na interface. Os spins dos dois materiais situados na fronteira possuem constante de acoplamento $A_{\alpha\beta}$. Foram considerados vários valores para a razão $A_\beta/A_\alpha = \epsilon \leq 1$ com o parâmetro $A_{\alpha\beta}$ variando de 0 a A_α . Diferentemente de um nanodisco homogêneo, a posição de equilíbrio do núcleo do vórtice é deslocada do centro do sistema. Foi utilizada simulação de Monte Carlo em baixa temperatura para localizar a posição de equilíbrio do núcleo do vórtice, e foi constatado que o núcleo desloca-se para o lado de menor constante de acoplamento (meio β). Em geral, o

5. Defeitos em nanodiscos

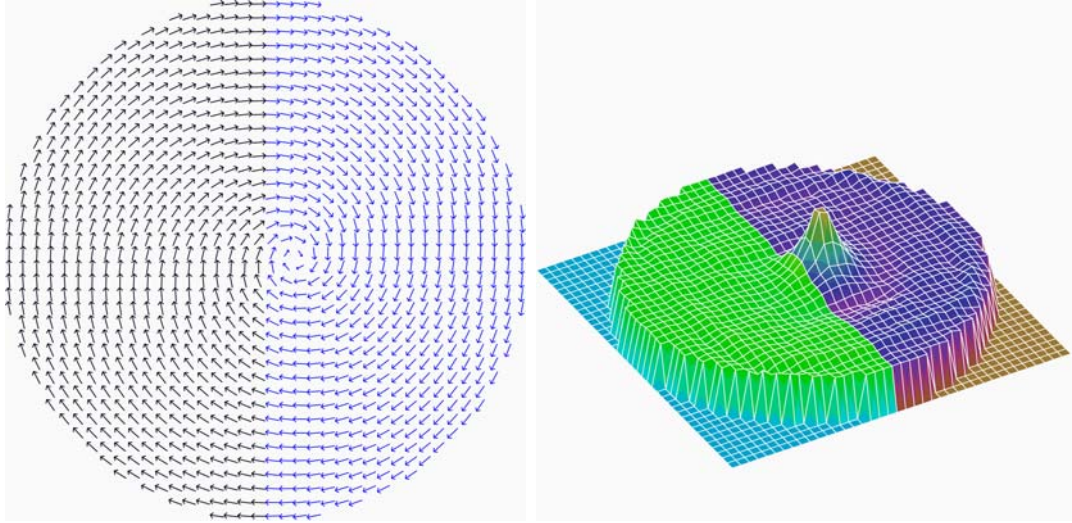


Figura 5.23: A figura da esquerda é uma visão de cima de um nanodisco com uma interface ao longo do eixo y , e a figura da direita é uma visão 3D deste nanodisco. Na figura 2D, a parte preta possui constante de acoplamento A_α e a azul, A_β . Na figura 3D, a parte mais clara representa o material α e a mais escura o material β

deslocamento aumenta à medida que ϵ diminui. Nos resultados apresentados aqui, foi utilizado, como no caso com buraco, disco com raio $R = 20a$, centrado na posição $\vec{r}_{centro} = (20a, 20a)$.

O valor da razão entre as constantes de acoplamentos entre os meios foi fixada no valor $\epsilon = 0.9$, e foram escolhidos dois valores para a constante de acoplamento entre os meios, $A_{\alpha\beta} = 0.8A_\alpha$ e $A_{\alpha\beta} = 0.5A_\alpha$. A posição inicial do núcleo do vórtice, para este valor de ϵ , é $\vec{r}_{nv} \approx (21a, 0)$, do lado do material β .

No primeiro caso, com $A_{\alpha\beta} = 0.8A_\alpha$, foi utilizado o campo senoidal $\vec{h}_1 = 0.0085A_\alpha$, com frequência $\omega = 0.0089A_\alpha$, para excitar o movimento giromagnético. As simulações mostraram que a velocidade do núcleo do vórtice no meio β é maior que no meio α . Foram feitos gráficos da média da magnetização nas direções x e z e suas respectivas transformadas de Fourier (figuras 5.24 e 5.25). Através destes gráficos, pode-se notar que $\langle \mu_x \rangle$ oscila periodicamente em torno de zero, o que indica um movimento circular para o núcleo do vórtice, com frequência $\omega = 0.00377A_\alpha$, menor que a do disco sem defeito. Na figura 5.25, são mostradas as flutuações fora do plano. Pode-se ver que $\langle \mu_z \rangle$ oscila muito rapidamente em torno de um valor

5. Defeitos em nanodiscos

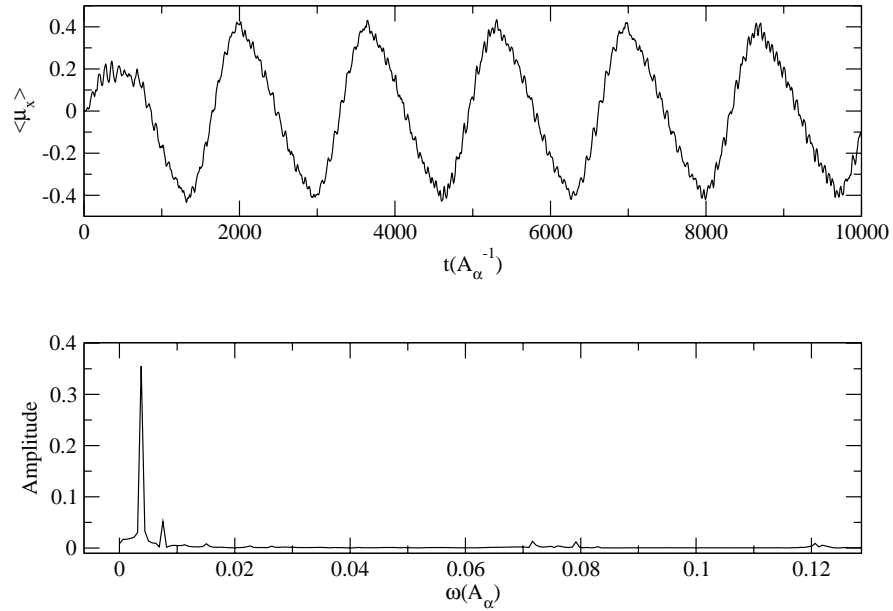


Figura 5.24: Média da magnetização na direção x , em função do tempo, e sua transformada de Fourier em um nanodisco com interface com acoplamento $A_{\alpha\beta}$.

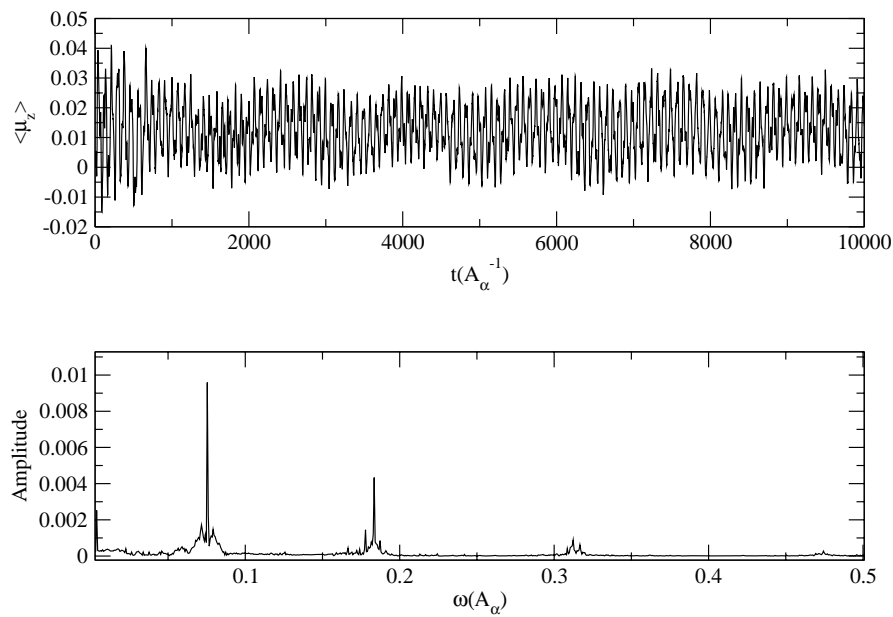


Figura 5.25: Média da magnetização na direção z , em função do tempo, e sua transformada de Fourier em um nanodisco com interface com acoplamento $A_{\alpha\beta}$.

5. Defeitos em nanodiscos

muito pequeno e positivo. Estas pequenas oscilações são essencialmente localizadas no núcleo do vórtice, como pode ser visto na figura 5.26.

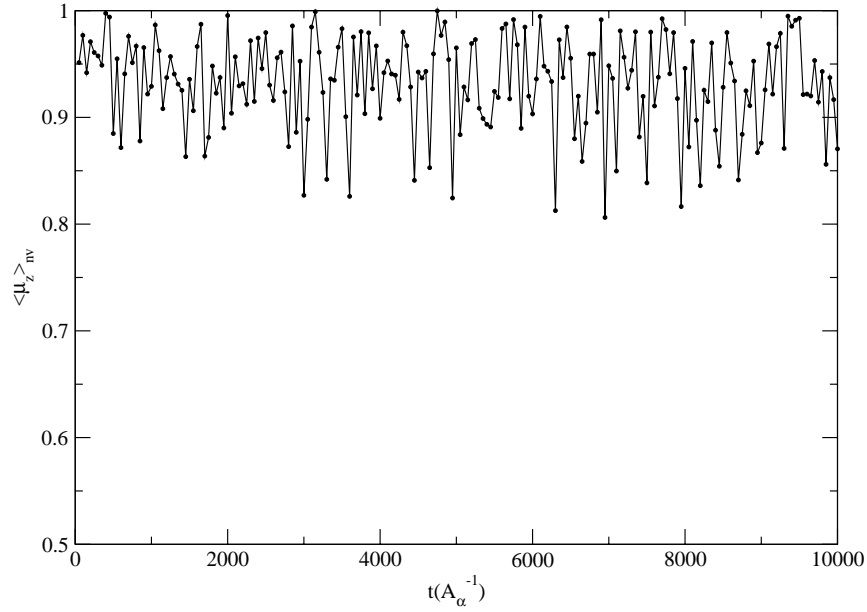


Figura 5.26: Média da magnetização na direção z do núcleo do vórtice $\langle \mu_z \rangle_{nv}$ para $\epsilon = 0.9$ e $A_{\alpha\beta} = 0.8A_\alpha$.

As amplitudes dessas oscilações são muito maiores que as vistas na figura 5.25, pois são considerados apenas spins localizados no núcleo do vórtice. Estas oscilações se devem à rede ser discreta, pois quando o núcleo passa por um sítio, a média cresce por existir um spin no centro do núcleo e, entre dois sítios, ela diminui por não haver nenhum spin no centro do núcleo. Na figura 5.27, pode ser vista a trajetória do núcleo do vórtice. Nesta figura, pode-se notar que a trajetória do núcleo é maior do lado β , onde sua velocidade é maior. Nesta simulação, não foi encontrada nenhuma inversão de polarização, mas mostra que este sistema com estas características pode vir a ser usado em dispositivos que exijam diferentes frequências girotrópicas.

No segundo caso, onde $A_{\alpha\beta} = 0.5A_\alpha$, a posição de equilíbrio continua a mesma que a do caso anterior, $(21a, 20a)$. O campo senoidal com amplitude $\vec{h}_1 = 0.007A_\alpha$ e frequência $\omega = 0.0089A_\alpha$ foi utilizado para iniciar o movimento. Sob a ação deste campo, o núcleo do vórtice desce ao longo da linha que define a interface, volta para

5. Defeitos em nanodiscos

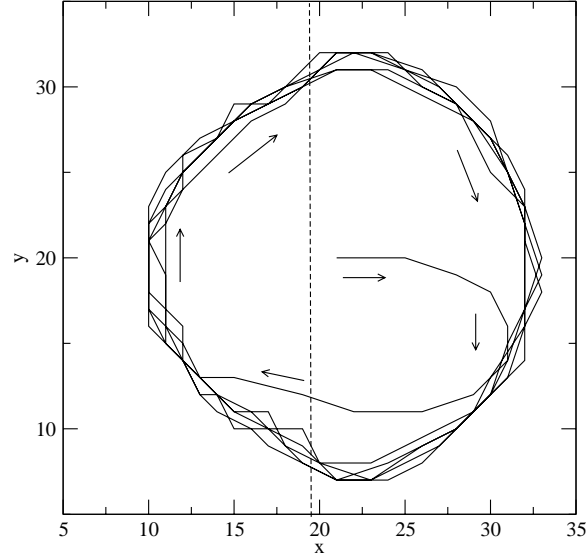


Figura 5.27: Movimento girotrópico do núcleo do vórtice em um nanodisco com interface para $\epsilon = 0.9$ e $A_{\alpha\beta} = 0.8A_{\beta}$. O centro do disco foi colocado na posição $(20a, 20a)$ e a linha pontilhada passa ao longo do defeito. Como na figura 5.23, os meios α e β estão nos lados esquerdo e direito do disco, respectivamente.

o centro e inicia uma trajetória quase circular. Ao encontrar novamente a interface, o sentido do movimento é invertido juntamente com a sua polarização. Ao encontrar novamente a interface, o sentido do movimento é invertido novamente. Estas colisões com a interface e a inversão da polaridade levam à emissão de ondas de spins, às custas da anergia cinética do núcleo do vórtice. Assim, a trajetória do núcleo diminui até que ele fique preso ao defeito. Esta trajetória pode ser vista na figura 5.28. O núcleo do vórtice tenta desenvolver um movimento giromagnético completo, mas é impedido pela interface. Assim, um modo giromagnético semicircular é desenvolvido. Isto também pode ser visto através das figuras 5.29 e 5.30. A transformada de Fourier de $\langle \mu_x \rangle$ tem o seu pico principal em $0.0039A_{\alpha}$, enquanto em $\langle \mu_y \rangle$ o pico está em $0.0081A_{\alpha}$; conseqüentemente, o movimento torna-se bastante irregular. Após o núcleo se prender à interface, ele passa a oscilar com frequência $\omega = 0.027A_{\alpha}$, que pode ser vista através da transformada de Fourier de $\langle \mu_x \rangle$. Todas estas sequências de inversões são bastante intensas e rodeadas por um "mar" de ondas de spins, que

5. Defeitos em nanodiscos

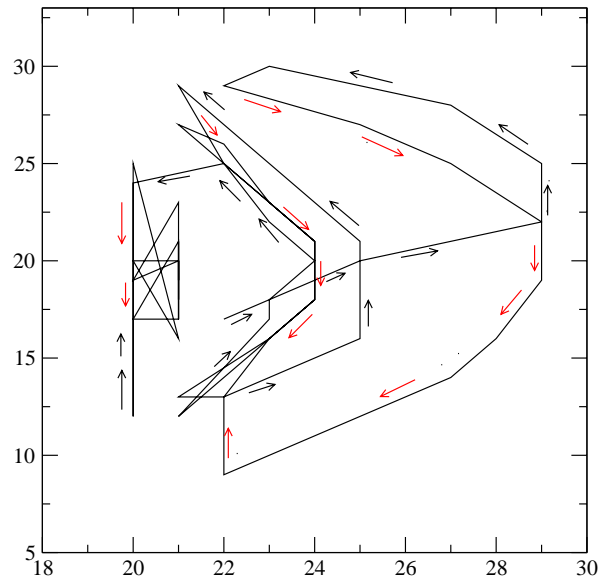


Figura 5.28: Movimento girotrópico do núcleo do vórtice em um nanodisco com interface para $\epsilon = 0.9$ e $A_{\alpha\beta} = 0.5A_{\beta}$. O centro do disco foi colocado na posição $(20a, 20a)$; logo, a figura mostra apenas o lado direito do disco, pois o núcleo do vórtice fica confinado no meio β . As setas escuras mostram o movimento no sentido anti-horário, e as vermelhas o sentido horário

5. Defeitos em nanodiscos

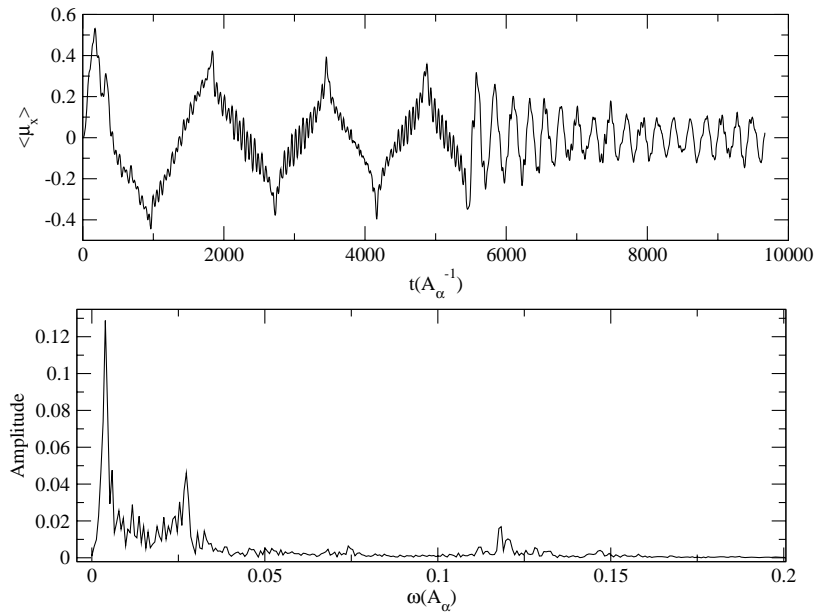


Figura 5.29: Média da magnetização na direção x $\langle \mu_x \rangle$, em função do tempo, para $\epsilon = 0.9$ e $A_{\alpha\beta} = 0.8A_\alpha$.

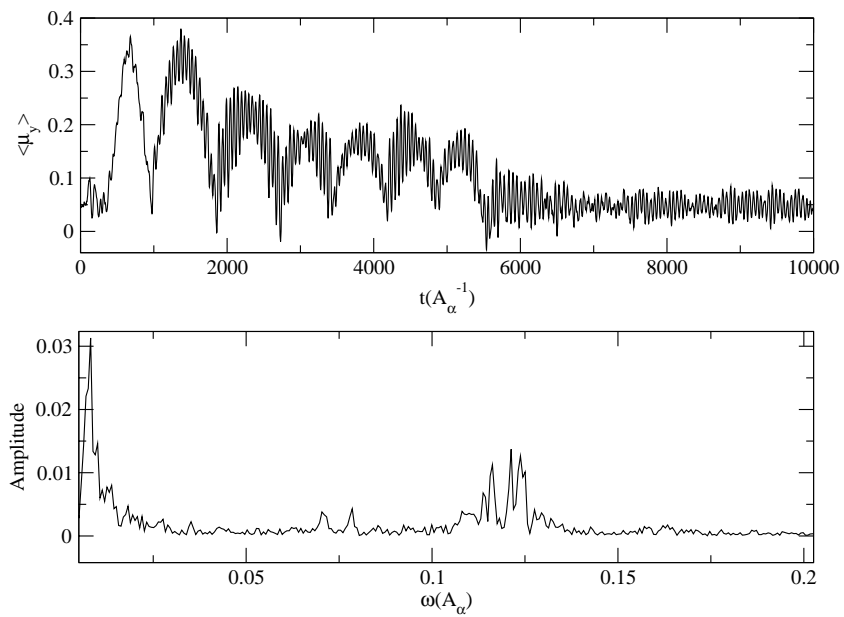


Figura 5.30: Média da magnetização na direção y $\langle \mu_y \rangle$, em função do tempo, para $\epsilon = 0.9$ e $A_{\alpha\beta} = 0.8A_\alpha$.

5. Defeitos em nanodiscos

perturbam continuamente o núcleo do vórtice. Estes processos súbitos de inversão são causados pela competição entre a interação magnetostática e a forte descontinuidade da interação de troca ao longo da interface.

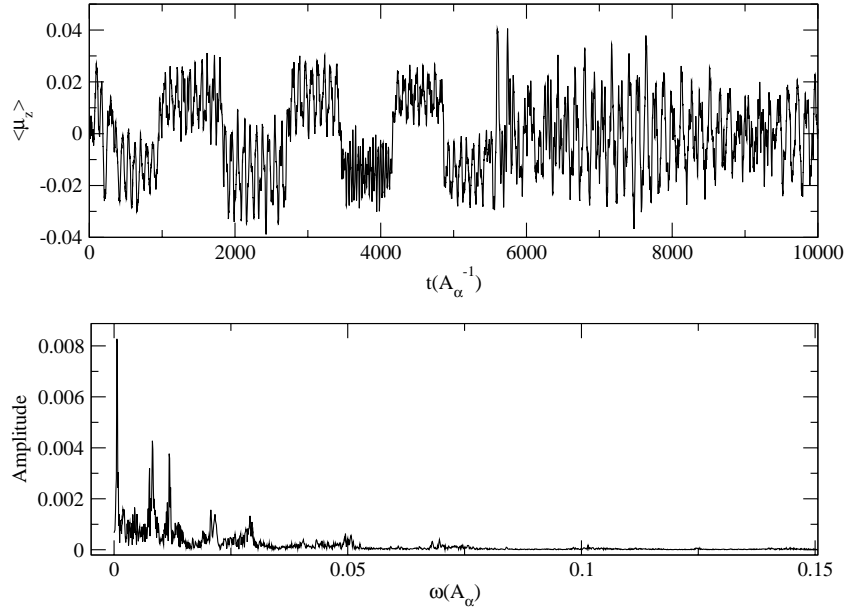


Figura 5.31: Média da magnetização na direção z $\langle \mu_z \rangle$, em função do tempo, para $\epsilon = 0.9$ e $A_{\alpha\beta} = 0.5A_\alpha$ e sua transformada de Fourier.

O gráfico da média da magnetização sobre todo disco também foi produzido (figura 5.31) para uma melhor visualização do fenômeno. Através deste gráfico, pode-se ver facilmente a oscilação de $\langle \mu_z \rangle$ entre pequenos valores positivos e negativos. Estas oscilações são causadas pelas inversões da polarização do núcleo do vórtice, até ele ser capturado pela interface no tempo $t \sim 5500A_\alpha^{-1}$. Após esta captura, $\langle \mu_z \rangle$ passa a oscilar rapidamente em torno de zero.

Neste sistema, como foi visto, ocorrem, a todo momento, inversões de polarização seguidas de emissão de ondas de spins. Tal fenômeno sugere como gerar e controlar ondas de spins em nanodiscos magnéticos.

Capítulo 6

Conclusões e perspectivas

6.1 Conclusões

Neste trabalho, foi considerado um modelo alternativo para filmes finos circulares contendo defeitos artificiais. Foi utilizada a técnica de dinâmica de spins na obtenção dos resultados aqui apresentados. Como resultado inicial, foram feitas simulações, utilizando-se o modelo sem defeitos, que mostraram estar qualitativamente de acordo com os resultados experimentais e de micro-simulação obtidos anteriormente. Isto mostra que o modelo proposto é confiável na previsão de novos fenômenos. Assim, foram introduzidos defeitos nos sistemas para se estudar a dinâmica do núcleo do vórtice. Na presença de defeitos tipo buraco, foi encontrado o incrível fenômeno de reversão da polarização do núcleo do vórtice. Esta inversão ocorre devido à interação do núcleo do vórtice em movimento com um buraco, relativamente pequeno, inserido no sistema. Deve-se deixar bem claro, que o processo de inversão de polarização aqui apresentado não é estimulado por agentes externos, como usualmente ocorre através de aplicação de pulsos de campos magnéticos e correntes de spins polarizadas. As condições necessárias para que ocorra tal fenômeno são resumidas através das seguintes propriedades:

- Primeiro, somente um único buraco deve estar presente no sistema e localizado próximo à borda do disco. Uma sugestão é colocar o centro deste buraco a uma distância da borda, de tamanho aproximadamente igual ao tamanho do núcleo

6. Conclusões e perspectivas

do vórtice.

- Segundo, o buraco deve ser relativamente pequeno ($\sim 5\% - 10\%$ do tamanho da amostra).
- Terceiro, o campo magnético utilizado para excitar o movimento giromagnético deve ser aplicado perpendicularmente à linha imaginária que passa pelo centro do buraco e o centro do disco (Deve-se enfatizar que este campo, que é um agente externo, é responsável apenas por excitar o modo giromagnético. Este campo não tem influência direta no mecanismo de inversão).

Como foi observado nas simulações, tais condições especiais forçam o núcleo do vórtice a se mover em uma trajetória circular, que passa exatamente entre o buraco e a borda do disco, gerando uma grande quantidade de ondas de spins que interagem com o núcleo do vórtice. Estas ondas de spins, como foi visto, têm um papel importante no processo de inversão.

Deve-se mencionar que, em experimento bastante recente [80], foi induzida uma inversão de polarização via cavidade inserida em um nanoanel de *Co*. O resultado obtido neste experimento é um indício de que a proposta apresentada aqui é de grande relevância. Uma importante diferença entre a previsão obtida através do modelo proposto e o fenômeno observado experimentalmente na referência [80] é que, no último, é necessário que um campo magnético externo seja aplicado ao sistema durante todo o processo. Logo, este modelo apresenta uma proposta nova: induzir a inversão da polarização via um potencial interno, diferentemente de todos os processos conhecidos na literatura.

Para se obter mais detalhes da interação vórtice-buraco, também foram considerados sistemas com dois buracos. Foram utilizadas várias configurações diferentes, mas não foi observada nenhuma inversão de polarização. Na maioria destas configurações, o vórtice é capturado pelo buraco; assim, as simulações se concentraram na dinâmica da magnetização após a captura. Foi visto que, após o núcleo do vórtice cair no buraco, parte de sua energia é irradiada em forma de ondas de spins. Preso no buraco, o núcleo do vórtice oscila com uma frequência maior que a frequência de

6. Conclusões e perspectivas

ressonância. Neste estado ligado, eles liberam uma grande quantidade de ondas de spins, resultando em uma oscilação coerente da magnetização. Este resultado mostra que existe um acoplamento bastante significativo entre o vórtice e as ondas de spins em nanodiscos magnéticos.

Uma outra proposta neste trabalho, foi estudar a dinâmica do núcleo do vórtice na presença de um defeito tipo linha, representado pela interface entre dois semidiscos de materiais diferentes. Pelo que sabemos, este tipo de nanodisco ainda não foi produzido experimentalmente, mas acredita-se que não deve ser difícil fabricá-lo. As simulações, utilizando-se este modelo, mostraram que a interação vórtice-interface induz um processo sequencial de inversão da polarização. Em nanodiscos, cuja razão entre as constantes de acoplamento era $\epsilon = 0.9$ e $A_{\alpha\beta}$ era pequena, foi observado que o núcleo do vórtice é sempre refletido pela interface. Ocorrendo inversão da polarização, o núcleo do vórtice fica confinado no lado de menor constante de acoplamento. A órbita do núcleo do vórtice decresce até este núcleo ser capturado pelo defeito. Nesta captura, a polarização do núcleo é reduzida, pois sobre a linha, o acoplamento de troca é relativamente pequeno ($A_{\alpha\beta} = 0.5$). Após a captura, o núcleo fica oscilando ao longo da interface, invertendo sua polarização remanescente. Durante estas oscilações, são emitidas uma grande quantidade de ondas de spins, principalmente quando ocorre uma inversão do núcleo. Estas ondas refletem nas bordas do nanodisco e se propagam por todo o sistema, perturbando totalmente a dinâmica da magnetização. Assim, este fenômeno pode ser utilizado para emitir ondas de spins e estudar suas propriedades em estruturas confinadas.

Em resumo, os modelos propostos aqui, com impurezas tipo buraco e tipo linha, preveem o fenômeno de inversão da magnetização, que podem ser utilizados em aplicações tecnológicas que utilizem este grau de liberdade e seu mecanismo de inversão.

6.2 Perspectivas

Fica como proposta para estudos futuros, tornar os modelos aqui apresentados mais realistas. Um primeiro passo seria tornar o modelo tridimensional; introduzindo, no mínimo, mais duas camadas superpostas à camada já existente. Outra mudança, seria trocar a interação proposta para imitar a magnetostática que, neste modelo é local, pela interação dipolar, que é de longo alcance. Com este novo modelo, tentar reproduzir os resultados obtidos neste trabalho, ratificando assim os mesmos. Outro estudo interessante seria introduzir vários defeitos tipo linha neste disco; ou seja, fazer discos de vários materiais diferentes, como uma “pizza fatiada”. Outro estudo possível é montar um sistema tipo “wafer”, onde cada camada é feita de material diferente.

Saindo da linha de estudo de nanodiscos magnéticos, nosso modelo poderá ser utilizado para estudar a dinâmica de spins em sistemas infinitos; basta retirar a restrição de contorno circular e os termos de anisotropia. Um exemplo deste tipo de estudo seria analisar a estabilidade de excitações topológicas, como o sóliton de Belavin-Polyakov, em uma rede discreta, bidimensional, tanto ferro quanto antiferromagnética. Outros sistemas finitos com geometrias quadradas, elipses, etc, também podem ser explorados através desta técnica.

Apêndice A

Trabalhos publicados

Os trabalhos em anexo foram publicados a partir dos resultados apresentados nesta tese. O primeiro, *Predicted defect-induced vortex core switching in thin magnetic nanodisks*, foi publicado na revista **Physical Review B**, o segundo, *Magnetization reversals in a disk-shaped small magnet with an interface*, foi publicado na revista **Journal of Applied Physics**. Também foi publicado um terceiro trabalho analítico, *How hole defects modify vortex dynamics in ferromagnetic nanodisks*, na revista **Journal of Applied Physics** no qual parte dos resultados se basearam nas simulações contidas aqui.

A. Trabalhos publicados

A.1 Artigo 1

PHYSICAL REVIEW B **78**, 054423 (2008)

Predicted defect-induced vortex core switching in thin magnetic nanodisks

R. L. Silva,* A. R. Pereira,† R. C. Silva, and W. A. Moura-Melo‡

Departamento de Física, Universidade Federal de Viçosa, Viçosa, 36570-000 Minas Gerais, Brazil

N. M. Oliveira-Neto

Departamento de Física, Universidade Estadual do Sudoeste da Bahia, Jequié, 45200-000, Bahia, Brazil

S. A. Leonel and P. Z. Coura

Departamento de Física ICE, Universidade Federal de Juiz de Fora, Juiz de Fora, 36036-330 Minas Gerais, Brazil

(Received 1 April 2008; revised manuscript received 30 May 2008; published 18 August 2008)

We investigate the influence of artificial defects (small holes) inserted into magnetic nanodisks on the vortex core dynamics. One and two holes (antidots) are considered. In general, the core falls into the hole; but, in particular, we would like to note an interesting phenomenon not yet observed, which is the vortex core switching induced by the vortex hole interactions. It occurs for the case with only one hole and for very special conditions involving the hole size and position as well as the disk size. Any small deformation in the disk geometry such as the presence of a second antidot completely changes the vortex dynamics, and the vortex core eventually falls into one of the defects. After trapped, the vortex center still oscillates with a very high frequency and small amplitude around the defect center.

DOI: [10.1103/PhysRevB.78.054423](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.054423)

PACS number(s): 75.75.+a, 75.40.Gb, 75.60.Ch, 75.60.Jk

I. INTRODUCTION AND MOTIVATION

As it is well known, magnetic vortex states are experimentally observed in ferromagnetic disk shaped nanostructures. These topological objects exhibit a planarlike configuration of spins outside the core where a perpendicular magnetization (up or down polarization) is observed.¹⁻³ As long as one could manipulate these vortices, several possibilities would emerge. Therefore, studies taking into account the application of external potentials such as static and sinusoidal magnetic fields are nowadays very common in the literature.⁴⁻⁹ For instance, the simplest effect induced by an external field is the gyrotropic mode, which is the lowest excitation of the vortex structure. This mode is simply the elliptical vortex core motion (with the resonance frequency) around the disk center. The sense of gyration in an elliptic trajectory (clockwise or counterclockwise) is determined only by the vortex core polarization. External potentials such as magnetic fields or (dc) spin polarized currents can also stimulate dramatic effects such as the switching behavior.⁴⁻⁷ However, no internal mechanisms that were able to induce the core switching were reported neither experimentally nor theoretically. Such a chance would only occur if the vortex could interact with possible inhomogeneities present in the nanostructure. For instance, a possibility of triggering this process could be obtained by removing some small portions of the magnetic nanodisk in such a way that the cavities (antidots) thus created work by attracting and eventually affecting the vortex structure.¹⁰⁻¹⁶ Recently, Rahm and co-workers^{10-12,17} experimentally studied the cases of one, two, three, and four antidots artificially inserted in a disk with a diameter ~ 500 nm and separated by around 150–200 nm. Their results did not only confirm the previous statement about vortex pinning around the hole defects¹³⁻¹⁶ but have also put forward the possibility of using these stable states as serious candidates for magnetic memory and logical applications.¹⁸ Although experimental

results are provided for such systems, it is worthy to notice that a broad theoretical analysis is still lacking. In this paper, we argue that the defects present in the dots may induce interesting possibilities for the magnetization dynamics, including the switching behavior of vortex structures. This is a very interesting topic and open possibilities for technologies and experiments. Indeed, a very recent work¹⁹ has shown that magnetization dynamics and evolution are deeply modified when cavities are introduced. Their samples are consist of Co-made elongated ring-shaped nanomagnets, which similar to permalloy has negligible magnetostatic anisotropy. What is clearly observed in these experiments is that the reversal pathway of the so-called diagonal onion state is drastically affected by the inserted holes once they attract and sometimes pin the transient vortexlike domain-wall configurations. Actually, not only the presence but also the sizes and locations of the cavities (two or four in their hollowed samples) remarkably change magnetization evolution and eventually lead to its reversal. We will follow a different line in which the magnetization reversal takes place due to the effects produced by the hole on the vortex core motion. No further agent is necessary in the switching process, such as those that occurred to other usual methods where external fields are one of the main ingredients.

Before starting our analysis, it would be useful to describe how a magnetic vortex can arise in nanodisks. Indeed, a small revision will help to justify the magnetic model used here. The vortex state in magnetic nanodot materials is the result of the competition between exchange and magnetostatic interactions. Particularly, in finite systems such as magnetic dots, densities of “magnetic charges” are induced in their volumes and surfaces. Considering the magnetization \vec{M} , the volumetric and superficial densities are defined as $\rho = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M}$ and $\sigma = \vec{M} \cdot \hat{n}$, respectively, where \hat{n} is the unit vectors normal to the surfaces of the dot at each point. Therefore, in order to minimize the magnetostatic energy, the mag-

netization tends to point parallel to the dot surfaces and it is one of the properties responsible for the formation of the vortex ground state. However, for as long as we go toward the vortex center, exchange energy density gradually increases such as r^{-2} . Then, in order to regularize exchange contribution, the magnetic moments around the center tend to revolve—developing out-of-plane projection so that exactly at the vortex center it is perpendicular to the disk face whose direction defines what is called vortex polarization ($p=+1$ if the centered moment points *up* or $p=-1$ if it is pointing *down*). Here, we study very thin ferromagnetic nanodisks with thickness L and radius R so that the aspect ratio $L/R \ll 1$. In this case, one can assume $\vec{\nabla} \cdot \vec{M} = 0$, and hence, the only source of magnetostatic interactions is the superficial magnetic charges. To write the vortex state in these dots, it is convenient to parametrize the magnetization $\vec{M}(\vec{r})$ by two scalar fields: the polar $\theta(\vec{r})$ and azimuthal $\phi(\vec{r})$ angles, $\vec{\mu}(\vec{r}) = \vec{M}(\vec{r})/M = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$. Using $m(\vec{r}) = \cos \theta(\vec{r})$, the vortex state configuration can be written as $m(\vec{r}) = m_0^\pm(\vec{r}) = \cos \theta_0^\pm(\vec{r})$ and $\phi(\vec{r}) = \phi_0^\pm(\vec{r}) = \arctan(y/x) \pm \pi/2$, where the magnetization unit vector deviates out of the plane at the vortex core $m_0^\pm(\vec{0}) \rightarrow \pm 1$ and outside this region, $m_0^\pm(\vec{r}) \rightarrow 0$. The vortex core size is approximately the exchange length l_0 (which can be taken to be of the order of the lattice spacing a in our simulations on a discrete lattice). In this notation, the values of $m_0^\pm(\vec{0})$ at the vortex center defines the vortex polarization. On the other hand, $\phi_0^\pm(\vec{r})$ defines the vortex chirality. The flux closed in-plane vortex $[\phi_0^\pm(\vec{r})]$ and the perpendicular component in the center $[m_0^\pm(\vec{0})]$ are independent of each other so that four different magnetization states of one disk are possible.

Our paper is organized as follows: In Sec. II, the model and the associated methods of numerical analysis are presented and discussed. Section III is devoted to the study of sample with a single hole. There, we emphasize the vortex core reversal process induced by its interaction with the defect and the nonordinary circumstances favoring it. The case of doubly hollowed disk is studied in Sec. IV, which is different from the former case, in the same sense that no holes configuration was observed to yield the core switching: indeed, it is always captured by one of the defects before any reversal is observed in our simulations. We finally close our work in Sec. V by pointing out our conclusions and prospects for forthcoming investigation.

II. MODEL AND METHODS

In order to describe a thin magnetic nanodisk we pursue an alternative strategy, substituting the disk by a two-dimensional film with magnetization vectors distributed in a regular square lattice inside a circumference of radius R . In addition, the magnetostatic interactions due to the presence of the magnetic charges in the lateral and top surfaces of the dot are replaced by local potentials. Since we are going to study systems with one and two holes and also with no hole, the model used is summarized by the following general Hamiltonian:

$$H = - \sum_{\{i,j\}} J_{ij} \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j + \sum_{\alpha=1,2} \sum_k \lambda_\alpha (\vec{\mu}_k \cdot \hat{n}_{k,\alpha})^2 + \sum_{D=1,2} \sum_l \lambda_{D,l} (\vec{\mu}_l \cdot \hat{n}_{D,l})^2 - \sum_i \vec{h} \cdot \vec{\mu}_i, \quad (1)$$

where $J_{ij}=0$ for sites inside the holes and $J_{ij}=J>0$ for the remaining sites of the film. Here, $\mu_i = M_i(\vec{r})/M_s = \mu_i^x \hat{x} + \mu_i^y \hat{y} + \mu_i^z \hat{z}$ is the unit spin vector at position i (M_s is the saturation magnetization) and the sum $\{i,j\}$ is the over nearest-neighbor spins. The terms with positive constants ($\lambda_\alpha, \lambda_{D,l}$) mimic the magnetostatic energies (see below) in the top face of the disk, λ_1 , while λ_2 accounts for the lateral edge. At the hole borders the analogous constants—taking into account the surface charges at the edges—are $\lambda_{1,l}$ and $\lambda_{2,l}$ for holes one and two, respectively. For the case without defects, $\lambda_{1,l} = \lambda_{2,l} = 0$ while for the situation with a single defect $\lambda_{2,l} = 0$. In turn, \vec{h} is the external magnetic field. The hole defects are introduced by removing a number of neighbor spins around sites $\vec{r}_1 = (0, d_1)$ and $\vec{r}_2 = (0, -d_2)$ from the system ($d_1 > 0$ and $d_2 > 0$). Of course, the number of neighbor spins removed around a particular position (\vec{r}_1 or \vec{r}_2) defines the hole sizes ϱ_1 and ϱ_2 . Now, the magnetostatic energy favors the spins to be parallel to the film surfaces. Therefore, the local unit vectors \hat{n} defined on the points characterizing the surfaces of the material are always perpendicular to these surfaces (or boundaries): $\hat{n}_{k,1} = \hat{z}$ is perpendicular to the disk face in the xy -plane; $\hat{n}_{k,2}$ is radially perpendicular to the circumference envelop with radius R at each point; $\hat{n}_{1,l}$ and $\hat{n}_{2,l}$ are radially perpendicular to the border points of holes one (pointing to \vec{r}_1) and two (directed to \vec{r}_2), respectively.

As we have already mentioned in principle, our model Hamiltonian [Eq. (1)] could describe a very thin disk with aspect ratio $L/R \ll 1$. In fact, several known experimental results with nanodisks can be qualitatively reproduced using it. For instance, the vortex core precession mode (which has a rather low eigenfrequency^{8,20}) can be easily obtained—at least qualitatively—with this simple model (see below). However, it is not well known how defects can change this picture. Defects must be naturally present²¹ or artificially inserted^{12,17,22} in the film samples. It has been predicted theoretically^{13–15,23} and also observed experimentally^{12,22} that small holes incorporated into the magnetic structures can attract and capture magnetic vortices. On the other hand, we argue that another effect can occur: the vortex core switching due to an involved dynamical state of the magnet, which should include the coherent magnetization oscillations (near the defect) matched to the vortex motion. Actually, a somewhat similar effect has been observed in quite recent experiments.¹⁹ There, the pathway developed to reverse the diagonal onion state in elongated nanorings is quite sensitive to intentionally inserted cavities, as well as their sizes and locations. Here, the picture comprises a vortexlike configuration with polarization, say, up, which after interacting with a hole of a given size at a specified position (these values clearly depend on other parameters such as the whole nanodisk size, applied field amplitude for resonantly exciting the gyrotropic mode, etc.), turns out to be down, eventually reversing the sense of its gyrotropic motion. What should be

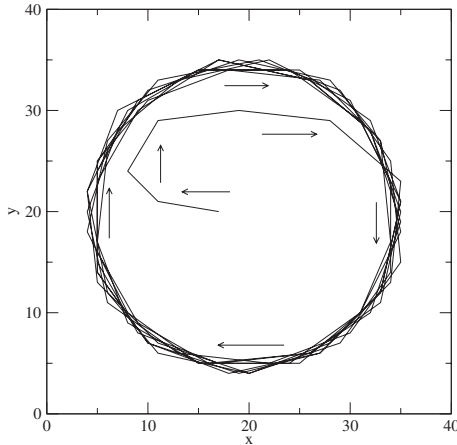


FIG. 1. Trajectory of the vortex core [beginning at the disk center $(20a, 20a)$], in the xy plane after turning off the external field. Here, no hole is inserted and the arrows indicate the direction of the motion.

stressed is that such a remarkable phenomenon shows up in our simulations only for very special situations involving the physical parameters, for instance, the hole must be relatively small (around 5%–10% of the sample size). In addition, the insertion of a second similar hole in any position deeply jeopardizes the magnetization evolution, and the vortex core is always captured by one of the holes before any core reversal process.

Our results are obtained by using spin dynamics simulations for a square lattice occupying all possible points inside a circumference with radius R (in most simulations we have used $R=20a, 25a, 30a$). It is solved by employing the fourth-order predictor-corrector method. The calculations presented here consider only $R=20a$, $\lambda_1=0.2 J$, and $\lambda_2=2 J$. The choice of other values of λ_1 does not alter the essential physics if it is not large enough (in all investigations we have used the range $0 < \lambda_1 < 0.28$). For $\lambda_1 > 0.28$, the vortex becomes essentially planar and does not develop the out-of-plane components at the core.²⁴ On the other hand, we have verified only a limited range of λ_2 . Indeed, the interval $1.8 < \lambda_2 < 2.2$ leads to the same quantitative and qualitative results. In order to excite the vortex core precession mode, an external perturbation was applied. Here, we have chosen a sinusoidal external magnetic field of the form $\vec{h}_{\text{ext}}(t) = \vec{h}_0 \sin(\omega t)$, with $\vec{h}_0 = 0.01 J \hat{x}$ and $\omega = 0.089 J$. These are the best conditions we have identified in our simulations favoring the core reversal. For instance, large changes in these field parameters will not produce the main phenomena we intend to describe. In all cases, the duration of the sinusoidal field was $700 J^{-1}$ and the total time of the simulations was $10^4 J^{-1}$ with time increment equal to $\Delta t = 0.01 J^{-1}$. First, in the absence of the defects and after turning the field off, we observe the precession mode with a circular trajectory, as expected (see, Fig. 1). For a better analysis of this mode, we have plotted the behavior of the magnetization in the x direction $\langle \mu_x \rangle$ as a function of time and its Fourier

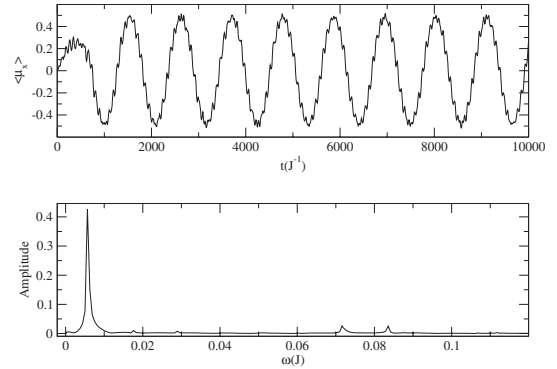


FIG. 2. Magnetization in the x direction as a function of time and its Fourier transform.

transform (see Fig. 2; the same behavior can be seen for $\langle \mu_y \rangle$). The Fourier transform presents a peak at a well defined frequency $\omega_R = 0.0056 J$, which is the frequency of the vortex core precession (the resonance frequency, see Fig. 3). Of course, it depends on the size R of the disk. More realistically, the resonance frequency depends on the aspect ratio L/R . However, since our model assumes a very thin disk, we can, in principle, obtain ω_R as a function of L/R only for $L/R \ll 1$. We also studied the behavior of ω_R as a function of $1/R$, which appears to be essentially linear, at least for $1/R \ll 1$ (see Fig. 4), in qualitative accordance with experimental findings.^{8,20} All above comparisons (and others not presented here) show that this model works very well. It gives us a perspective that Hamiltonian Eq. (1) is also able to predict facts not yet observed in experiments.

Before studying the problem of interest, we have also plotted the behavior of the z component of the magnetization as function of time (and its Fourier transform) in the absence of a defect (see Fig. 5). In this case, the average magnetization over the whole sample oscillates around a small positive

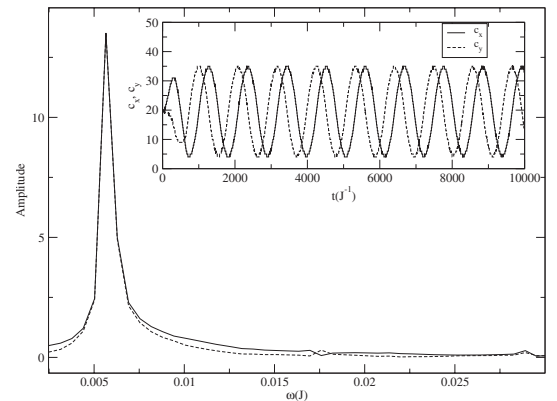


FIG. 3. Position components (c_x, c_y) of the vortex center as function of time. Note that the Fourier transform leads to a peak at the same frequency observed in Fig. 2. This is the resonance frequency of the gyrotropic motion.

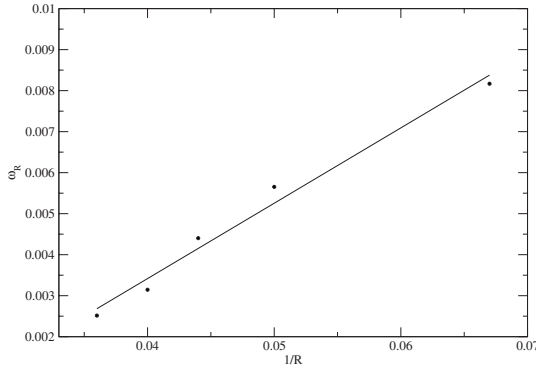


FIG. 4. The behavior of the gyrotropic frequency, ω_R , as function of the aspect ratio, R^{-1} , obtained from the present model. Points are simulational results while the line is the linear fitting.

value (because the out-of-plane spins forming the vortex core are pointing along the positive z direction) all the time without abrupt changes, indicating that there is no magnetization reversal during the vortex core precession, as expected. In addition, the main peak in the Fourier transform occurs at a frequency $0.078 J$, which is different from ω_R .

This model involves several parameters and, of course, it is very hard to treat in details all aspects. Therefore we have exposed here the general behavior of the vortex core dynamics and the main particular phenomena found for specific conditions. We notice that a hole, independent of its size and position, in general, attracts the vortex core to its center, i.e., the core almost always falls into the hole (sometimes, scatteringlike events may occur). Some theoretical^{13,14,23,25,26} and experimental works have already reported the capture process.^{11,12,27} Hence, it would be interesting to consider other possibilities for the vortex dynamics in the presence of such type of defects. Two situations are analyzed in details. The first one, which is more remarkable, describes the vortex core switching due to the vortex defect interaction. It happens only for very special circumstances and our work indicates the most suitable configurations in order to aid possible

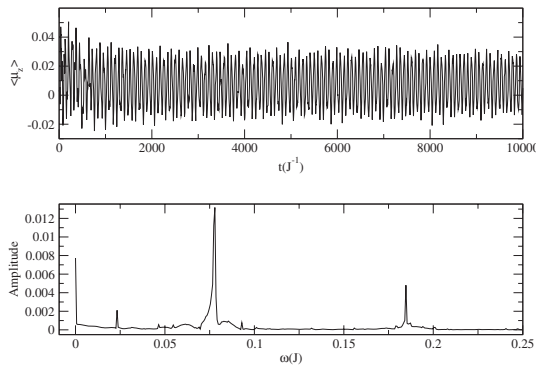


FIG. 5. $\langle \mu_z \rangle$ versus t and its Fourier transform. Note that $\langle \mu_z \rangle$ oscillates around a positive value.

experimental probing. The other one relies on the fate of the core to be trapped by one of the two holes (two configurations that yield this capture are presented). Such a situation also serves to illustrate how a relatively small perturbation eliminates the magnetization reversal and how the center of the vortex oscillates after a capture process.

III. NANODISK WITH A SINGLE HOLE AND THE VORTEX CORE SWITCHING

Now we consider some effects that a hole may induce on the vortex core dynamics. When a small hole is inserted in the circular film, the vortex core suffers influences so that the magnetization dynamics should become much richer. Indeed, holes induce an attractive effective potential for the vortex,^{13,14,23,25} and therefore, such force may compete with the effects of applied fields, magnetostatic, anisotropies, etc.

In this section we consider the presence of a single hole of radius $\varrho_1 = \varrho$. For the external field, we use the parameters of the previous section. In a nanodisk with a cavity, one expects that magnetic charges are also induced in the cavity walls analogously as they appear in the usual surfaces of the disk. Therefore, taking into account only the presence of defect one at position \vec{r}_1 , in principle, we should use $\lambda_{1,l} \neq 0$, which corresponds to the influences of the magnetostatic energy coming from the edge of the hole cavity. Here we will show only influences of very small defects as compared to the disk size and consequently, $\lambda_{1,l}$ could be neglected in first approximation since the hole wall can support only a tiny amount of magnetic charges. More realistic analysis should then take this parameter to be small, for example, as compared to λ_2 . However, it is illustrative to study the system for a large range of $\lambda_{1,l}$ values, say, $0 \leq \lambda_{1,l} \leq \lambda_2$, for elucidating its effects on the whole properties of the magnetization. Generally, for the smallest hole considered (four neighbor spins removed, $\varrho_1 = \varrho = a$), the vortex core is almost always captured (or sometimes scattered) by the defect for $\lambda_{1,l} > 2.3 \times 10^{-4}$. Hence, large enough contributions of magnetostatic energy coming from the cavity wall (i.e., large $\lambda_{1,l}$) leads to the common phenomena of capture, or even the more seldom scatteringlike effect, observed for larger holes. Indeed, larger holes always capture the vortex core, independently of $\lambda_{1,l}$ (recall that besides magnetostatic, exchange gets lower as the hole size increases), which agrees with experimental^{11,12,27} and theoretical^{25,28} results, which consider defects occupying an appreciable fraction of the disk. Therefore, if one wishes to look for different possibilities, perhaps the small defects should be the focus. With this strategy, we will first analyze several parameter possibilities and later we will consider $\varrho = a$ and use $\lambda_{1,l} = \lambda_2/10^4$ (or, for simplicity, $\lambda_{1,l} = 0$) for all subsequent calculations. Indeed, the most important phenomenon we would like to describe here happens only for $0 \leq \lambda_{1,l} \leq 2.3 \times 10^{-4} J$. Physically, it is reasonable to think that a small cavity wall has only a tiny contribution to the magnetostatic energy.

The size and position of the hole can be controlled, and so we have studied several cases. For example, for a central hole with size a , the resonance frequency of the gyrotropic mode is given by $0.0034 J$, which is smaller than the one we

have observed for the usual nanodisk $\omega_R=0.0056 J$ (a fact qualitatively predicted by analytical treatment²⁸). The problem with this configuration is that the ground state is a vortex pinned to the hole (of course, without an out-of-plane core), and therefore, the vortex needs to be previously released from the cavity to exhibit the gyrotropic mode. Changes in the defect size and position lead to the following general situations: Depending on the initial conditions (external sinusoidal fields, essentially), then, as the vortex core moves sufficiently close the defect border, it can be either transmitted or captured by the cavity. These are interesting effects due to core hole interaction but, for very special features of the film, a much more rare dynamical event may be triggered. Actually, choosing the coordinate system in which the disk center is put at $(20a, 20a)$ and if and only if we use $\vec{r}_1=(0, 33a)$ [or $(0, 7a)$] for the center position (along the y axis at $d_1 = \pm 13a$) of a hole with size $\varrho=1a$ (four neighbor spins removed), then a fabulous phenomenon occurs: the magnetic vortex core is reversed. For all disk sizes studied, only one configuration was found to reverse the core magnetization. Always, the hole must be relatively small and is placed near enough the disk border, perpendicularly to the field. Particularly, for $R=20a$ and $\rho=a$, the asymmetric conditions with $d_1=13a$ seems to be a unique defect position possible to trigger the switching process. It should be emphasized that the switching of magnetic domains generally depends on a myriad of detailed features of the magnetic particles, and topological effects ultimately limit this possibility. Therefore, the occurrence of such a delicate dynamical effect should not be expected for any ordinary configuration of the magnet with a hole. Usually, what is observed is the capture of the core when the defect is large enough; conversely, only small changes in its dynamics are observed for very small defects. The main lesson is: the core reversal seems to demand relatively small hole (in our case around 5%–10% of the nanodisk dimension) combined with other favorable events, such as its location and suitable applied oscillating field. Another important point is that, assuming $\lambda_{1,1}/\lambda_2 \ll 1$ and for special conditions and parameters (such as d_1 and ϱ used here), the reversal of the magnetization of the vortex core (along the z direction) can always be reproduced. In Fig. 6 we show the trajectory of the vortex core. Note that this mode starts with the same frequency of the case without a hole (Fig. 1) in a trajectory outer the hole. However, after some revolutions, when the vortex core moves again very near the hole border (in a region in between the hole and disk walls), it quickly changes the direction of the motion simultaneously with the magnetization reversal along the z direction (see video of the vortex core motion and the switching phenomenon as auxiliary material²⁹). Really, a change in the sense of gyration unambiguously indicates a change in the vortex core polarization. Then the vortex core again develops a precession mode with a smaller frequency $\omega_R^{(2)}=0.0025 J$ as shown in Fig. 7 (an orbit with radius smaller than d_y). An appreciable part of the kinetic energy of the vortex was transformed in spin waves. To see more clearly the switching behavior, the z component of the average magnetization $\langle \mu_z \rangle$ is plotted in Fig. 8, which can be compared with Fig. 5. Let us note the rapid change in the mean value of $\langle \mu_z \rangle$ from positive (when the core direction was up) to negative (when the core is

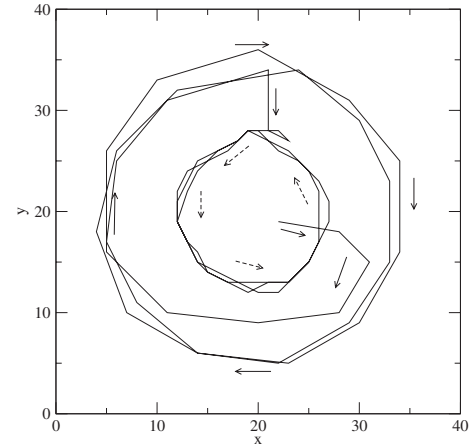


FIG. 6. Typical trajectory of the vortex core in a disk containing a hole [at position $(0, 33a)$]. The vortex core motion starts in the disk center $(20a, 20a)$ and the precession mode is excited by a field pulse. The comparison of this motion with that shown in Fig. 1 clearly shows the effect of the hole on vortex core dynamics.

down). In the Fourier transform, the main peak happens in almost the same frequency for the case without a hole.

Thus, the lack of experimental observation of core switching induced by vortex hole interaction may be credited to the large holes generally inserted into the samples, around 15%–25% of its size. In these cases the common phenomenon is the capture of the core by the defect.^{12,22,27} Basic physics concepts may help us to understand this even better. As it is known, the effective potential (exchange + magnetostatic) experienced by the vortex is globally minimized inside the hole.^{13,14,25,28} Conversely, if the hole is very small, it only slightly affects the vortex dynamics and no appreciable effects are expected to occur. Actually, the phenomenon of core reversal predicted here takes place for a hole of intermediary size, a situation in which the minima provided by the exchange and magnetostatic contributions are comparable. In summary, our simulations as a whole

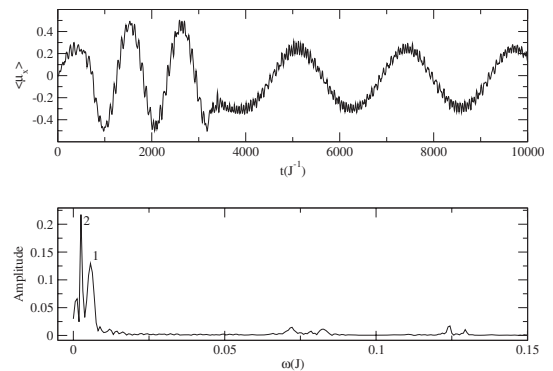


FIG. 7. $\langle \mu_z \rangle$ versus t and its Fourier transform for a film with a hole.

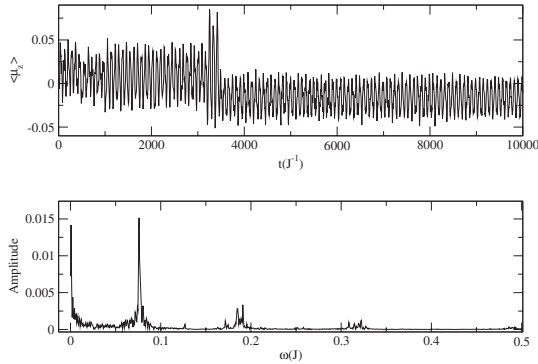


FIG. 8. Magnetization in the z direction and its Fourier transform. The vortex hole interaction causes the switching.

agree with experimental observations upon vortex core dynamics in the presence of intentionally inserted cavities. Generally, the core is captured by one of the defects, mainly when they are sufficiently large, such as in the experiments of Refs. 12, 22, and 27. Only for special circumstances the core reversal is expected to occur, demanding among other a noncentered relatively small hole. Another peculiarity of core reversal induced by vortex hole interaction is the fact that the polarization switching occur only from internal dynamical events: the vortex must be only under motion (the gyrotropic is more appropriate for it is easily reproducible) and pass suitably close to the defect so that the attraction from the hole ultimately dominates its inertia, reversing its motion sense. This in turn, demands the switching of its polarization so that the sign of the gyrotropic factor in the Landau-Lifshitz-Gilbert equation $\vec{G} \times \vec{v}$ is kept unaltered. Another dynamical explanation for this phenomenon is: first, the vortex motion excites spin-wave modes. Differently from the case without defects, the presence of the hole makes these modes with larger amplitudes due to the reflections in its border, mainly when the vortex core moves near it. Second, for a magnet of finite size, one expects that for the radiation of spin-waves, the reflection of the disk (and hole) boundaries and their effect back on the vortex core will result in the establishment of a dynamical state of the magnet, which includes both the confined moving vortex and the coherent magnetization oscillations matched to the vortex motion. Then, under this special situation, strong out-of-plane spin fluctuations arise near the hole border, changing coherently the direction of the vortex core magnetization when it passes close to the defect. Figure 9 shows an instant of the core motion immediately before the magnetization reversal.

IV. NANODISK WITH TWO HOLES

Our aim in this section is to consider the effect of two holes on the vortex core dynamics in circular thin films. Also, this study will be useful for showing that the reversal magnetization phenomenon is completely suppressed if a second defect, even small and distant from the first, is introduced into the system. In addition, the pinned vortex dy-

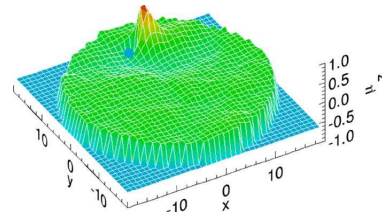


FIG. 9. (Color online) The instant immediately before the switching process. The out-of-plane magnetization fluctuations can be perceived in the irregularities present around the green surface. Note the deep protuberance with negative values of μ_z near and below the hole and the core. Such a protuberance will pull the vortex core, leading to the inversion of its polarity.

namical behavior is detailed. Similar to the former case, the disk radius is selected to be $R=20a$.

The results are obtained by choosing an external sinusoidal field to excite the gyrotropic mode. Again, the field is applied for a short time ($\sim 700 J^{-1}$) and its parameters are $\vec{h}_0=0.01 J\hat{x}$ and $\omega=0.0093 J$. Of course, the vortex motion will depend on the holes size and position, as well as the external field. In all observed cases, the vortex finishes, trapped in one of the antidots, as it finds the defect in its way, even for smaller holes. Since this is the common phenomenon for all possible positions of the defects, we intend to know the dynamical process after the trapping. To illustrate this, we choose the following geometry: hole 1 at position $\vec{r}_1=(0, 13a)$ and hole 2 at $\vec{r}_2=(0, -8a)$, as shown in Figs. 10 and 11. Larger defects will capture the core even faster. What should be stressed is that the presence of the second defect, even if smaller and distant of the first, will change the vortex dynamics drastically so that no core switching has been ob-

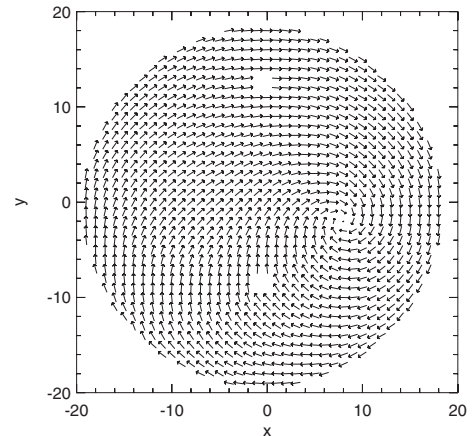


FIG. 10. An instantaneous position of the vortex core in a circular magnetic thin film with two holes centered at $(0, 13a)$ and $(0, -8a)$. The holes sizes are of the order of the lattice spacing a (in each defect, there are four spins removed). The length of the arrows is proportional to the spin projection into the XY plane. Note the small arrows around the vortex center at $(8a, -2a)$ forming the vortex core.

A. Trabalhos publicados

PREDICTED DEFECT-INDUCED VORTEX CORE...

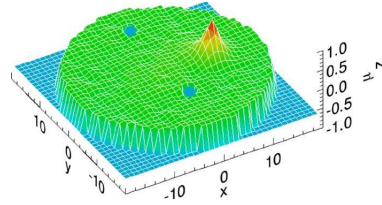


FIG. 11. (Color online) Three-dimensional view of Fig. 10. The vortex polarization is up (yellow red peak). Note the out-of-plane fluctuations generated by the core motion. These spin waves propagate through the system and are reflected in the disk and holes borders.

served before it is captured by one of the holes. Figure 12 shows the mean magnetization $\langle \mu^x \rangle$ along the x direction as a function of time. As the vortex core moves, this mean magnetization oscillates almost harmonically from -0.5 to 0.5 , indicating that the motion is approximately circular (or elliptical) around the disk center. However, at about $t \sim 5000 J^{-1}$, the core decreases considerably its velocity near hole 1, moving slowly in spiral (outer the antidot 2 and inner antidot 1) until hitting antidot 2 again, where it is captured at about $t=8000 A^{-1}$. Now, the sense of gyration is not changed and consequently, there is no switching process. The $\langle \mu^x \rangle$ magnetization oscillations stop abruptly, becoming almost constant around 0.4 (actually, $\langle \mu^x \rangle$ oscillates very rapidly with a very small amplitude around 0.4). We also have calculated the Fourier transform of $\langle \mu^x \rangle$ (see Fig. 12). It has two main peaks: the first one refers to the oscillating external field (along the x direction) and the second is related to the resonance frequency. In our unit system, such resonance frequency is given by $\omega_{\text{res-d}} \sim 0.0057 J$, which can be compared with the analogous problem of a film without defects $\omega_R \sim 0.0056 J$. Similar graphics are obtained for $\langle \mu^y \rangle$ as shown in Fig. 13. The difference is that, after being pinned, the mean y magnetization oscillates around zero (with a relatively large amplitude as compared to its counterpart in x) and not around a finite value as what happened to $\langle \mu^x \rangle$. In

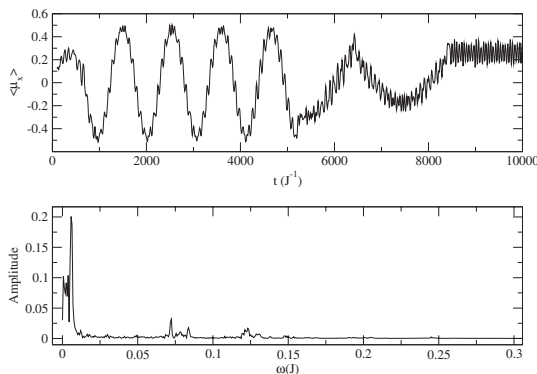


FIG. 12. Mean magnetization $\langle \mu^x \rangle$ as a function of time and its Fourier transform. The resonance frequency is approximately $0.0057 J$. This figure shows clearly that the vortex core is captured by one hole at $t \sim 8000 J^{-1}$.

PHYSICAL REVIEW B 78, 054423 (2008)

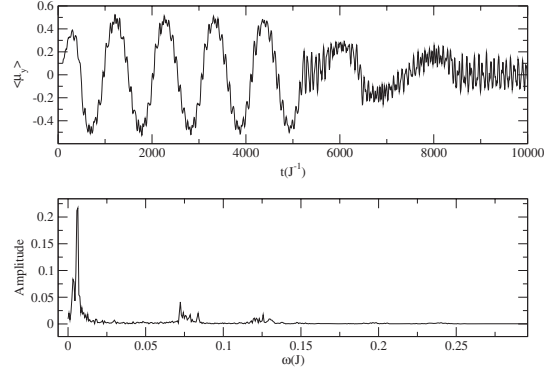


FIG. 13. Mean magnetization $\langle \mu^y \rangle$ as a function of time and its Fourier transform.

addition, there is no first large peak exhibited in the $\langle \mu^x \rangle$. The reasons are simple: first, the holes were displayed in the y axis [at $(0, 13a)$ and $(0, -8a)$] and second, the external sinusoidal field (responsible for the first peak in the Fourier transform of $\langle \mu^x \rangle$) is applied along the x direction and, hence, it cannot appear in $\langle \mu^y \rangle$. The trajectory of the vortex core is shown in Fig. 14.

Based on the above description, an interesting fact to report is that the vortex center oscillates around the hole center with small amplitude and large frequency when the vortex is pinned to the defect. This phenomenon looks similar to the one theoretically predicted in layered ferromagnetic materials.²³ Nevertheless, this effect must be very rich in nanodisks because the surface magnetostatic energy has an effective contribution, which is absent in the layered systems. Analytical estimate²⁸ predicts that such oscillations are related to the vortex mass and take place around 10^5 GHz, which is far beyond current possibilities of observation in

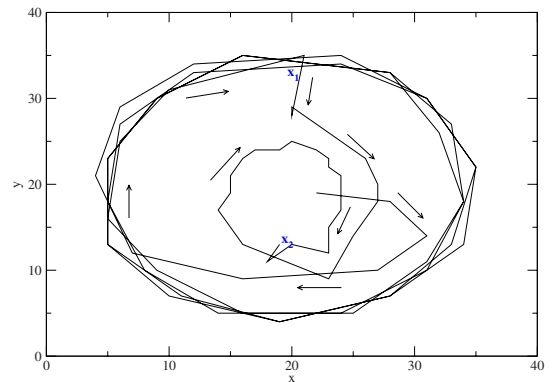


FIG. 14. (Color online) The complete orbit of the vortex core until capture by hole 2. The vortex starts its motion in the disk center at $(20a, 20a)$. The symbols X_1 and X_2 indicate the positions of antidots 1 and 2, respectively. In the studied process, the core follows an almost perfect gyrotropic mode, completing five laps around the film before feeling a strong effect of hole 1, which changes its motion direction.

054423-7

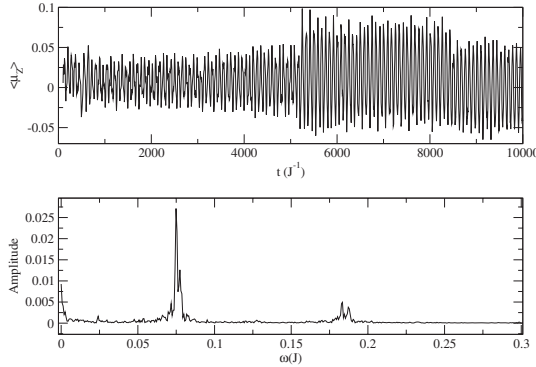


FIG. 15. Mean magnetization $\langle \mu^z \rangle$ as a function of time and its Fourier transform.

these systems,³⁰ ~ 10 GHz. However, a study considering all microscopic details of the pinned vortex oscillation will require further investigation.

In our present analysis, the oscillation frequency of this mode can be seen in the Fourier transform of $\langle \mu^z \rangle$ or $\langle \mu^y \rangle$ and is given by $\omega \sim 0.123$ A. It is much higher than the resonance frequency and is much lower than masslike vibrations, as shown above. Such an intermediary frequency could be somewhat related to the *fractional gyrotropic* mode, which is predicted to occur around $10^2 \omega_R$ and is provided by a remanent (fractional) gyrotropic vector of the vortex core, partially captured by the hole.²⁸ Another interesting feature can be easily seen when one compares the Fourier transforms of $\langle \mu^z \rangle$ and $\langle \mu^y \rangle$. Note that, after being captured, the magnetization amplitude oscillations are larger in the y direction than in the x direction. It means that the pinned vortex center oscillates much more along the x axis than along the y axis. Therefore, it describes an ellipse with larger semiaxis along the x direction, of the order of the hole size. For a trapped vortex, the difference in the amplitudes of oscillation of $\langle \mu^y \rangle$ and $\langle \mu^x \rangle$ increases as the hole responsible for the capture is placed nearer the circumference border of the film. Hence, this ellipse turns out to be an almost straight line if the hole is located very near the disk boundary, but it takes a circular shape if the cavity is centered in the disk. Therefore, several procedures of production and propagation of spin waves with different phases could be built only by changing the defect position, which is easily manipulated by lithographic techniques. Thus, our results indicate that the vortex hole system could also work as a mechanism to create and control spin waves in confined magnetic thin films.

We have also plotted the mean magnetization along the z direction, $\langle \mu^z \rangle$, and its Fourier transform, Fig. 15. There, we clearly realize that, before the capture process, $\langle \mu^z \rangle$ oscillates around a small positive value once the vortex is up polarized (negative if the polarity were down). After some vortex core laps, at about $t \sim 5000 J^{-1}$, the amplitude of oscillation increases considerably. This is the only moment the vortex core motion suffers a strong disturb (near hole 1) and starts to slow down, changing the orbit until $t \sim 8000 J^{-1}$, when the core is captured by hole 2 (Fig. 16). Therefore, the ki-

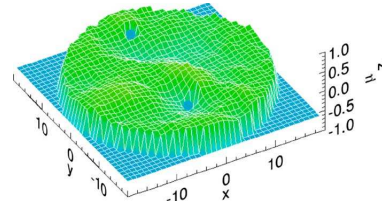


FIG. 16. (Color online) A picture of the instant that the vortex core was captured by hole 2. Note the large amount of spin waves generated in this process. Such waves can be seen by the out-of-plane fluctuations given by irregularity in the spin pattern (green surface) on the film.

netic energy of the core decreases considerably and a large amount of spin waves is released during the instant of the capture process. The pinned vortex oscillations also generate more and more spin waves due to the rapid rotations of vortex center. The amplitude of $\langle \mu^z \rangle$ remains large after trapping but now its oscillations are quite small, meaning that the pinned vortex polarization practically vanishes.

For the sake of completeness, we now discuss a situation where the holes are not aligned along the same line crossing the disk center. Let us consider a disk with radius $20a$ centered at position $(20a, 20a)$ with two small holes ($\varrho_1 = \varrho_2 = \varrho = a$) displayed at $(0, 33a)$ and $(12a, 8a)$. Figure 17 shows the orbit of the vortex core until it is captured by one of the holes. Even in this situation (many others, with the holes closer and apart from each other were also tested) the main facts remain the same: after being excited by the applied sinusoidal field the vortex core starts its gyrotropic motion around the disk center. Whenever passing near a hole its dynamics changes (similarly to the former case studied, say, both holes centered along y axis, as depicted in Figs. 11–13), and after some revolutions it is eventually captured by one of

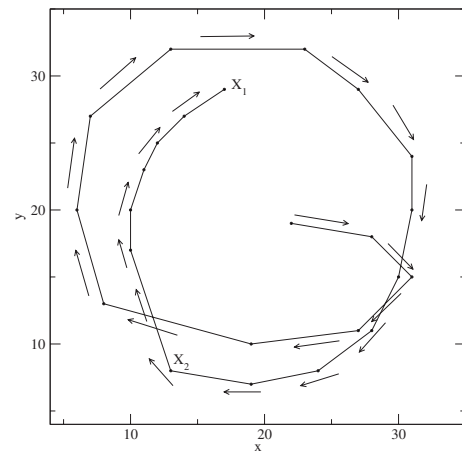


FIG. 17. The orbit of the vortex core in a nanodisk with radius $R=20a$ centered at $(20a, 20a)$ containing two holes at positions $X_1=(0, 33a)$ and $X_2=(12a, 8a)$. As observed for several geometries with two defects, the fate of the core is to be captured by one of the holes.

the defects. Analogously to the previous configuration with two holes, no core reversal was observed in our simulations, neither for smaller (only one spin removed) nor larger (eight spins removed) defects. However, we cannot strictly state that no other sizes could trigger core reversal (with two or more holes), once their sizes in our simulations can be only largely varied (keeping its circular shape), say, while the smallest hole is obtained by removing a unique spin, the next possible size demands that we take four spin away, and so forth. The main point must be recalled: if core reversal could somewhat occur with two or more holes, the simplest system where this phenomenon would certainly be easily and clearly observed is that comprising of a nanodisk with a single non-centered relatively small hole.

V. CONCLUSIONS AND PROSPECTS

In this paper we have considered an alternative model for circular magnetic thin films containing artificial defects and we have also predicted an interesting way of reversing the magnetization of the vortex core, which is completely dependent on its dynamics and interaction with a relatively small hole inserted in the sample. Therefore, it should be stressed that the present switching process is not stimulated by external agents, similar to what usually occur by means of the application of magnetic or spin polarized dc current fields. The conditions necessary are summarized by the following properties: first, only one hole must be present and localized at a position near the lateral border of the disk. We suggest that the center of the hole must be placed at a distance on the order of the vortex core size away from the disk border. Second, the hole must be small, and third, the field required to excite the gyrotropic mode should be applied perpendicularly to the line joining the disk and hole centers. [Although the field is an external agent, we emphasize once more that its role is restricted for resonantly exciting the gyrotropic mode, putting the vortex core in motion. Such a field has no direct influence on the reversal mechanism, which is completely triggered by vortex hole interaction.] Clearly, the suitable parameters of the applied magnetic field, relative hole size, etc, should be probed in actual experiments.

As we observed in our simulations, those special conditions force the core to move in a circular trajectory passing exactly in between the hole and disk borders generating a large amount of spin waves, which will also develop impor-

tant role in the switching process (for example, see Fig. 9). Nowadays, such defects were already intentionally introduced in nanostructures,^{12,17} but they occupy a relatively large fraction of the material (about 15%–25%). Hence, the switching mechanism occurring during the vortex motion can be met only by further miniaturization of defects in nanostructures. Also in this line, we should mention the very recent experiment¹⁹ where hole defects induce magnetization reversal in elongated Co rings. The results are aimed at the same direction of our work and are an experimental indication that our proposal may have further and broad relevance. An important difference between our prediction and the phenomenon experimentally observed in Ref. 19 is that the last needs a permanent presence of an external magnetic field (while in our case the mechanism of the vortex switching is based only on internal interactions during the vortex motion). In this aspect, the dynamical characteristic of the phenomenon predicted here is another differential in relation to the usual core reversals induced by external potentials.

To achieve more details about the vortex hole interactions, we have also considered a system with two holes. In this case no switching process was observed for several configurations analyzed. Since one of the holes will trap the vortex, we have then addressed our attention to the magnetization dynamics after the capture. When the vortex center falls into a hole, some of its energy is radiated away in the form of spin waves. The vortex center oscillates inside the hole with a frequency much larger than the resonance frequency. The bound-state vortex hole releases a large quantity of spin waves forming coherent magnetization oscillations matched to the vortex structure (part of the kinetic energy of the core lost in the capture is transformed in spin waves). These results demonstrate a significant coupling between the vortex (with the core or even captured without the core) and spin waves in a disk.

To conclude we would like to suggest that the switching mechanism reported here can be used in technological applications. Actually, this phenomenon naturally lends itself to applications in binary data storage. Therefore, it seems that our investigations may provide fundamentally ways of using magnetic nanostructures in technology.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors thank CNPq, FAPEMIG, and CAPES (Brazilian agencies) for financial support.

*ricardodasilva@ufv.br

†apereira@ufv.br

‡winder@ufv.br

¹T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, *Science* **289**, 930 (2000).

²J. Miltat and A. Thiaville, *Science* **298**, 555 (2002).

³A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger, *Science* **298**, 577 (2002).

⁴R. Pulwey, M. Rahm, J. Biberger, and D. Weiss, *IEEE Trans.*

Magn. **37**, 2076 (2001).

⁵V. P. Kravchuk, D. D. Sheka, Y. Gaididei, and F. G. Mertens, *J. Appl. Phys.* **102**, 043908 (2007).

⁶Q. F. Xiao, J. Rudge, E. Girgis, J. Kolthammer, B. C. Choi, Y. K. Hong, and G. W. Donohoe, *J. Appl. Phys.* **102**, 103904 (2007).

⁷K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatan, K. Kobayashi, H. Kohno, A. Thiaville, and T. Ono, *Nat. Mater.* **6**, 270 (2007).

⁸V. Novosad, F. Y. Fradin, P. E. Roy, K. S. Buchanan, K. Yu. Guslienko, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **72**, 024455 (2005).

A. Trabalhos publicados

SILVA *et al.*

PHYSICAL REVIEW B **78**, 054423 (2008)

- ⁹K. Yu Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *J. Appl. Phys.* **91**, 8037 (2002).
- ¹⁰T. Uhlig, M. Rahm, C. Dietrich, R. Höllinger, M. Heumann, D. Weiss, and J. Zweck, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 237205 (2005).
- ¹¹M. Rahm, M. Schneider, J. Biberger, R. Pulwey, J. Zweck, and D. Weiss, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4110 (2003).
- ¹²M. Rahm, R. Höllinger, V. Umansky, and D. Weiss, *J. Appl. Phys.* **95**, 6708 (2004).
- ¹³A. R. Pereira, *Phys. Rev. B* **71**, 224404 (2005).
- ¹⁴A. R. Pereira, *J. Appl. Phys.* **97**, 094303 (2005).
- ¹⁵A. R. Pereira, L. A. S. Mól, S. A. Leonel, P. Z. Coura, and B. V. Costa, *Phys. Rev. B* **68**, 132409 (2003).
- ¹⁶F. M. Paula, A. R. Pereira, and L. A. S. Mól, *Phys. Lett. A* **329**, 155 (2004).
- ¹⁷M. Rahm, J. Stahl, W. Wegscheider, and D. Weiss, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1553 (2004).
- ¹⁸M. Rahm, J. Stahl, and D. Weiss, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 182107 (2005).
- ¹⁹X. S. Gao, A. O. Adeyeye, and C. A. Ross, *J. Appl. Phys.* **103**, 063906 (2008).
- ²⁰K. Y. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067205 (2006).
- ²¹R. L. Compton and P. A. Crowell, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 137202 (2006).
- ²²M. Rahm, J. Biberger, V. Umansky, and D. Weiss, *J. Appl. Phys.* **93**, 7429 (2003).
- ²³A. R. Pereira, S. A. Leonel, P. Z. Coura, and B. V. Costa, *Phys. Rev. B* **71**, 014403 (2005).
- ²⁴G. M. Wysin, *Phys. Rev. B* **49**, 8780 (1994).
- ²⁵A. R. Pereira, A. R. Moura, W. A. Moura-Melo, D. F. Carneiro, S. A. Leonel, and P. Z. Coura, *J. Appl. Phys.* **101**, 034310 (2007).
- ²⁶G. M. Wysin, *Phys. Rev. B* **71**, 094423 (2005).
- ²⁷K. Kuepper, L. Bischoff, Ch. Akhmadaliev, J. Fassbender, H. Stoll, K. W. Chou, A. Puzic, K. Fauth, D. Dolgos, G. Schütz, B. Van Waeyenberge, T. Tylliszczak, I. Neudecker, G. Woltersdorf, and C. H. Back, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 062506 (2007).
- ²⁸W. A. Moura-Melo, A. R. Pereira, R. L. Silva, and N. M. Oliveira-Neto, *J. Appl. Phys.* **103**, 124306 (2008).
- ²⁹See EPAPS Document No. E-PRBMDO-78-060829 for video of the vortex core motion around the hole and subsequent switching process. For more information on EPAPS, see <http://www.aip.org/pubservs/epaps.html>.
- ³⁰K. Küpper (private communication).

A. Trabalhos publicados

A.2 Artigos 2

Magnetization reversals in a disk-shaped small magnet with an interface

R. L. Silva, A. R. Pereira,^{a)} and W. A. Moura-Melo

Departamento de Física, Universidade Federal de Viçosa, Viçosa, 36570-000 Minas Gerais, Brazil

(Received 3 June 2008; accepted 18 November 2008; published online 13 January 2009)

We consider a nanodisk possessing two coupled materials with different ferromagnetic exchange constants. The common borderline of the two media crosses at the disk center, dividing the system exactly in two similar half-disks. The vortex core motion crossing the interface is investigated using a two-dimensional model, which mimics a very thin, real material with such a line defect. The main result of this study is that, depending on the magnetic coupling which connects the media, the vortex core can be dramatically and repeatedly flipped up to down by the interface. This phenomenon produces a burstlike emission of spin waves each time the switching process takes place. © 2009 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.3057018]

I. INTRODUCTION

The study of topological excitations is an important topic in modern theoretical and experimental physics and can be relevant to technological applications in several branches of condensed matter physics such as superconductivity, superfluidity, magnetism, etc. For example, in micrometer-sized magnetic thin films, the magnetization typically adopts an in-plane circular configuration, known as a magnetic vortex. At the vortex's core, the magnetization turns sharply out of plane, pointing either up or down. Such a binary phenomenon could lead to the development of magnetic data storage but the vortex core would need to be flipped on demand. Since vortices are highly stable, it was previously thought that very strong magnetic fields would be needed to accomplish this flipping. Recently, it was shown that elaborated experiments with low fields (about 1.5 mT) can also reverse the direction of a vortex core.¹

Vortex-defect interaction is another mechanism with potential technological application. Point defects (holes) have been intentionally incorporated in magnetic nanodisks,²⁻⁴ with the vortex-hole interactions producing interesting effects.^{2,3,5-11} Here, we would like to take into account another possible type of defect in the disk, which is more associated to a line defect. We will illustrate this in the case of a circular magnetic film having two media with different ferromagnetic exchange coupling constants A_α and A_β . Of course, these media are separated by a one-dimensional interface and their linking is achieved by a coupling constant $A_{\alpha\beta}$. It is natural to ask, what happens to a magnetic vortex when its core encounters such inhomogeneities in the film? In thin or ultrathin ferromagnetic films, a large fraction of the magnetic moment bearing ions sit in interface or surface sites. These ions can also be affected by the chemical absorption of selected molecules.

We consider an interface (a line) passing exactly at the disk center, dividing the system into two half disks. In principle, this arrangement could be built by joining two micrometer-size half disks made of different ferromagnetic

materials. Also, these different materials (with coupling constants A_α and A_β) should be suitably chosen as required through the consideration of experimental observations and available systems, as the strength and character of magnetic anisotropies are subject to design (spin engineering). We would therefore expect that quasi-two-dimensional realizations of the above theoretical system can be created for experimentation.

II. THE MODEL AND RESULTS

Our model mimicking a very thin real material will be used to study vortex core motion. To justify the inference that this model is appropriate to the task, we note that in ferromagnetic nanodisks or thin films, magnetostatic interactions usually induce the magnetization to lie parallel to their surfaces; therefore, the magnetic moments will form rotationally symmetric patterns that follow closed flux lines. At the center, the tightly wound magnetization cannot lie flat because the short-range exchange interaction favors a parallel alignment of neighboring spins (magnetic moments). The direction of the out-of-plane spin component (up or down) defines the vortex core's polarization. This configuration is the ground state and known as vortex state. In order to reproduce these properties we consider a two-dimensional square lattice inside a circumference of radius R (in the xy -plane) possessing an "easy-plane anisotropy" on its surface (top or bottom). In addition, there is another kind of anisotropy on its circumferential border that tends to make the spins to point out along the tangent of the circumference envelop. These anisotropies imitate the magnetostatic effects. With these considerations, a disk with an interface would be described by the following Hamiltonian

$$H = - \sum_{r=\alpha,\beta} A_r \sum_{\{i,j\} \in r} \vec{\mu}_{i,r} \cdot \vec{\mu}_{j,r} - A_{\alpha\beta} \sum_k \vec{\mu}_{k,\alpha} \cdot \vec{\mu}_{k+1,\alpha} + \sum_{v=1,2} \sum_l \delta_v (\vec{\mu}_l \cdot \hat{n}_{l,v})^2 - \sum_i \vec{h} \cdot \vec{\mu}_i, \quad (1)$$

where $\vec{\mu}_i = \vec{M}_i(\vec{r})/M_s = \mu_i^x \hat{x} + \mu_i^y \hat{y} + \mu_i^z \hat{z}$ is the atomic moment unit vector at position i (M_s is the saturation magnetization) and $r = \alpha, \beta$ indicates the two media. In addition, $A_\alpha > 0$ and

^{a)}Author to whom correspondence should be addressed. Electronic mail: apereira@ufv.br. Tel.: +55-31-3899-2988. FAX: +55-31-3899-2483.

$A_{\beta} > 0$ are ferromagnetic couplings and the sum $\{i, j\} \in \alpha$ is over nearest-neighbor spins of medium α , while the sum $\{i, j\} \in \beta$ considers only nearest-neighbor spins of medium β . All spins inside the film have coordination number of four. Spins at both edges of the interface interact only with three other spins of the same nature, and their remaining interaction is with the nearest-neighbor of the other medium. This fact is included in the Hamiltonian's second term (1). The coupling between nearest-neighbor atoms belonging to different media is given by $A_{\alpha\beta} > 0$ and k only indexes magnetic moments belonging to the line interface at the side of medium α (hence, $k+1$ indexes only spins along the line interface at medium β). The third term mimics the magnetostatic energies, and we will assume here that it does not depend on the media. Finally, the Hamiltonian's last term considers the effects of an external magnetic field \vec{h} .

The third term ("magnetostatic energy") of Hamiltonian (1) is justified as follows: the sum over sites $\{l\}$ considers the scalar product of the local magnetic moments and the unitary vectors $\hat{n}_{l,\nu}$, which are perpendicular to either the circle plane ($\nu=1$) or the circumferential contour of the film ($\nu=2$). In the present model, this contour is the lateral border of the disk. Therefore, the sum over ν forces the spins to preferentially become parallel to the film surface and circumferential contour line. For normal films (without defects, i.e., $A_{\alpha} = A_{\beta} = A_{\alpha\beta}$), using adequate parameter values can make the above model qualitatively reproduce the vortex ground state and, as will be seen below, bring about the vortex core dynamics already obtained analytically¹² and observed in experiments¹³⁻¹⁵ and micromagnetic simulations.¹²⁻¹⁴ In principle, such a system could represent a very thin disk with thickness L and radius R so that its aspect ratio would be $L/R \ll 1$.

It is acknowledged that the vortex structure for usual films can be set into gyrotropic motion by application of a small magnetic field. This in-plane gyrotropic motion is the lowest excitation mode in elements exhibiting a vortex structure. The sense of core gyration in a circular trajectory (clockwise or counterclockwise) is determined only by the vortex core's polarization. Because the sense of gyration indicates the polarization, it is clear that a change in the sense of gyration unambiguously indicates a change in vortex core polarization; therefore, if the vortex core motion could be reflected in some way, the sense of gyration could be drastically changed and the polarization could go through reversal. Here we show that this deflection could be naturally triggered by the existence of two different media separated by an interface inside the disk. Our study considers several values of the ratio $A_{\beta}/A_{\alpha} = \epsilon \leq 1$ with the parameter $A_{\alpha\beta}$ ranging from 0 to A_{α} .

The results are obtained using spin dynamic simulations for spins occupying all possible points of a square lattice inside the circumference of radius R (in most simulations it was used $R=20a$, $25a$, and $30a$, where a is the lattice spacing). The Heisenberg equation of motion $d\vec{\mu}_i/dt = i[\vec{\mu}_i, H]$ is solved for each spin $\vec{\mu}_i$ interacting with its nearest neighbors. We have employed the fourth-order predictor-corrector method. In order to generate the lowest excitation mode (gy-

rotropic mode), a sinusoidal external magnetic field $\vec{h} = h_0 \hat{x} \sin(\omega t)$ is applied for a short time (on the order of $700A_{\alpha}^{-1}$, which can be compared with the total time of the simulations $10^4 A_{\alpha}^{-1}$). The time increment is equal to $\Delta t = 0.0001A_{\alpha}^{-1}$. During all observations, the energy is conserved and the spin constraint $\vec{\mu}^2 = 1$ remains unaffected. In all calculations presented, the "magnetostatic" parameters are $\delta_1 = 0.2A_{\alpha}$ and $\delta_2 = 2A_{\alpha}$ (the disk size is $R=20a$). The essential physics is not altered by other choices of the values of δ_1 if $0 < \delta_1 < 0.28$. For $\delta_1 > 0.28$, the vortex becomes essentially planar and does not develop the out-of-plane component at the core.¹⁶ It is important to say that these selected relevant parameters for the disk (δ_1/A_{α} , δ_2/A_{α}) are reasonable for a material such as Permalloy (Py). To confirm this assumption we carry out an estimate for a typical nanomagnet without defects ($A_{\alpha} = A_{\beta} = A_{\alpha\beta}$): in model (1), the exchange length l_0 can be written as $l_0 \approx a\sqrt{A_{\alpha}/\delta_1}$. For comparison with experimental results, one has $A_{\alpha} \equiv AL$, where $A \approx 1.3 \times 10^{-11}$ J/m is the exchange constant and the thickness L is on the order of 10^{-9} m for thin nanodisks made of Py, while $l_0 \approx \sqrt{A/\mu_0 M_s^2}$, with $M_s = 8.6 \times 10^5$ A/m and $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ N/A². Therefore, we expect that $a\sqrt{A_{\alpha}/\delta_1} \sim \sqrt{A/\mu_0 M_s^2}$, which leads to $\delta_1/A_{\alpha} \approx \mu_0 M_s^2 a^2 / A \sim 10^{-1}$. It is on the same order of the values used here. On the other hand, the range of δ_2/A_{α} was chosen to adequately obtain results for the vortex core frequency comparable with the low-frequency gyrotropic mode, which lies in the gigahertz range. Combining the values δ_1/A_{α} and δ_2/A_{α} , yields a gigahertz frequency $\omega_G \sim 0.0056A_{\alpha}$ for the vortex core's circular motion (gyrotropic mode). Hence, for a disk with the above parameters and without defects, our results are in qualitatively and reasonably quantitative agreement with experimental observations, particularly for $R=20a \approx 20l_0 \approx 10^2$ nm.

Of course, we expect that a film containing two different coupled materials will exhibit distinct properties (the vortex studied here is illustrated in Figs. 1 and 2). Our aim now is to know how a confined vortex experiences a line defect for different parameter values. There appear to be two main possibilities: the vortex core crosses the interface or does not. We start studying the case for $\epsilon=0.9$, choosing $A_{\alpha\beta}=0.8A_{\alpha}$ for the coupling between the media. The ground state is a vortex nucleated out of the disk center. Indeed, the equilibrium position was obtained by using Monte Carlo calculations at low temperatures and, in this case, it is slightly shifted to the medium with smaller exchange constant (medium β) at position $\approx (a, 0)$. In general, this shift increases as ϵ decreases. The sinusoidal field used to excite the gyrotropic mode has amplitude $0.0085A_{\alpha}$ and frequency $0.0089A_{\alpha}$. The simulations clearly show that the vortex core interacts with the interface and that the center of the gyrotropic mode is located at the medium with smaller exchange. In addition, when the core crosses the interface toward medium β , it speeds up relative to its velocity in the medium α , and when it goes from medium β to α the motion slows down. We also plot the average magnetization in the x and z directions $\langle \mu^x \rangle$ and $\langle \mu^z \rangle$ in Figs. 3 and 4, respectively. We notice that $\langle \mu^z \rangle$ oscillates around zero indicating an almost circular motion

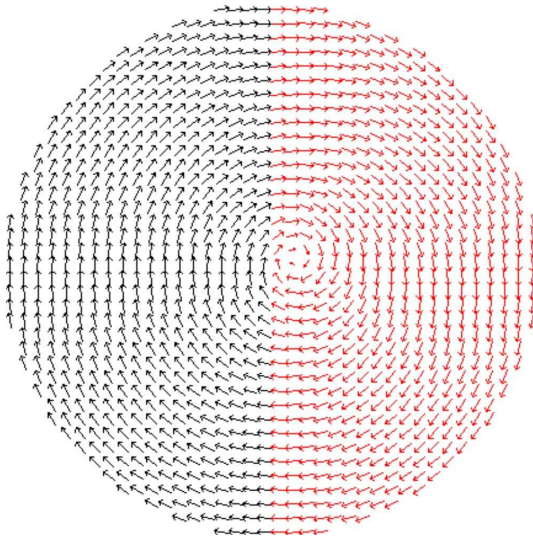


FIG. 1. (Color online) Top view of a nanodisk with an interface along the y -axis. The two sides of the disk are made of different materials (here, black with exchange coupling A_α and red with A_β) and are joined by an interside coupling $A_{\alpha\beta}$. The vortex core equilibrium position is located at the medium with smaller exchange constant (red medium).

and that the frequency of this “deformed gyrotropic mode” is $0.00377A_\alpha$, which is smaller than ω_G for a disk with the same size without defects. One may think about the possibility to apply such exotic systems for the control of gyrotropic frequencies, which may be useful in technological applications.

Figure 4 shows the analysis of the out-of-plane fluctuations. Note that $\langle \mu^z \rangle$ oscillates very rapidly with small amplitude around a small but finite positive value, indicating that the core is pointing up. These very small oscillations are essentially localized in the vortex core, as can be seen in Fig. 5, which shows the oscillations in μ^z averaged only over the core rather than over the whole disk. The amplitude is much larger than the one seen in Fig. 4 because only spins forming the core are considered in the average. Such oscillations are induced by the discreteness of the lattice model adopted here. In fact, in its travel, the geometrical center of the vortex core alternates around points containing sites and vacancies:

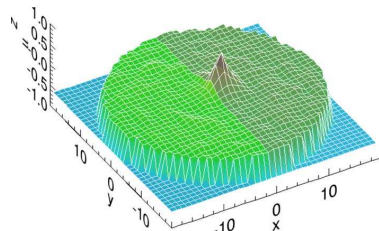


FIG. 2. (Color online) 3D view of a disk with an interface. The vortex core can be seen in its equilibrium position pointing “up” in the medium with smaller exchange constant A_β . The application of an external field induces the gyrotropic mode. As the core tries to cross the interface, it can experience several effects, depending on A_β and $A_{\alpha\beta}$.

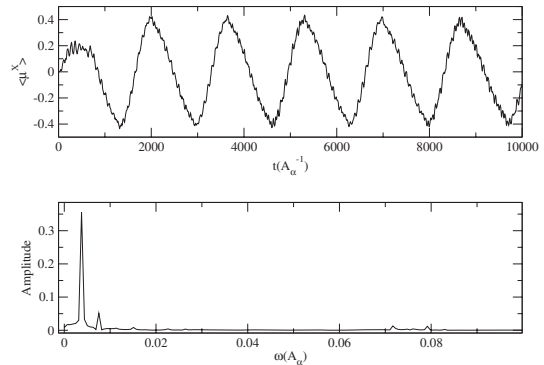


FIG. 3. The average magnetization in the x -direction $\langle \mu^x \rangle$ and its Fourier transform for $\epsilon=0.9$ and $A_{\alpha\beta}=0.8A_\alpha$. The same behavior is verified for the y -component of the average magnetization (not shown).

when it becomes centered on a lattice site, its contribution to the average $\langle \mu^z \rangle_{\text{core}}$ increases due to the presence of a central spin in the core. On the other hand, when it moves away from the site (for example, in direction to the middle of a plaquette), the contribution to average decreases because there is no spin in the core center. We notice that $\langle \mu^z \rangle_{\text{core}}$ oscillates around a value near 0.95. Since the small oscillation in $\langle \mu^z \rangle$ is associated with discreteness effects, its Fourier transform does not reflect the core motion’s main characteristics; indeed, there are two main peaks in its Fourier transform, which are not very different from those in the case free of defects. Figure 6 summarizes the vortex motion’s main properties and shows the core’s trajectory over several laps.

No switching process is observed for these parameters. On the other hand, interesting phenomena take place for $A_{\alpha\beta}=0.5$. The vortex core equilibrium position is $\approx(a,0)$ (see Figs. 1 and 2 for the two-dimensional and three-dimensional (3D) views of the system, respectively) and it becomes completely confined in medium β , even after starting its motion (induced by the sinusoidal field with amplitude $0.007A_\alpha$ and frequency $0.089A_\alpha$). Indeed, the core initially moves in a straight line (almost perpendicular to the interface) until it reaches a distance $d < R$ from the disk cen-

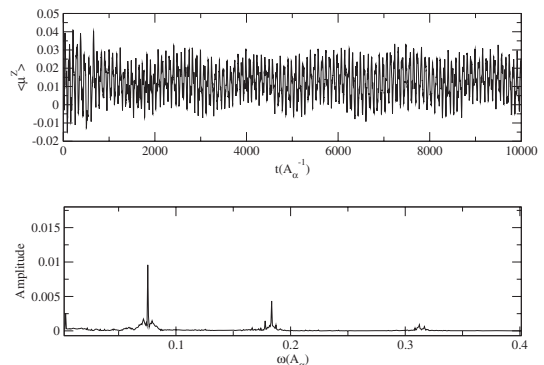


FIG. 4. Average magnetization in the z -direction $\langle \mu^z \rangle$ and its Fourier transform for $\epsilon=0.9$ and $A_{\alpha\beta}=0.8A_\alpha$.

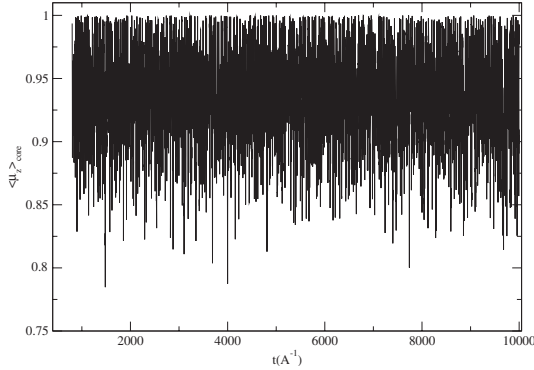


FIG. 5. Average magnetization in the z -direction over the vortex core $\langle \mu_z^{\text{core}} \rangle$ for $\epsilon=0.9$ and $A_{\alpha\beta}=0.8A_\alpha$.

ter, then it returns to the interface following an almost circular trajectory. Upon the core's return to the interface, it is reflected back by the line defect and magnetization reversal takes place, causing a burstlike emission of spin waves. In sequence, the core goes back through almost the same circular trajectory until reaching the interface again but at a diametrically opposite point. It is then reflected (and flipped) for a second time and so on (see Fig. 7 and Supplementary Video of the vortex core dynamics as auxiliary material¹⁷); therefore, only a semicircular mode is observed. In fact, the core tries to develop a complete gyrotropic motion (see also Figs. 8 and 9), but it is impeded by the interface. The Fourier transform of $\langle \mu^x \rangle$ has a main peak at frequency $0.0039A_\alpha$, while for $\langle \mu^y \rangle$ the main peak occurs at frequency $0.0081A_\alpha$; hence, the motion becomes very irregular. As this process is repeated, the amplitude of the vortex motion decreases and the vortex center speeds up, leading to rapid changes in the directions of motion and the subsequent phenomenon in which the core magnetization changes coherently up and

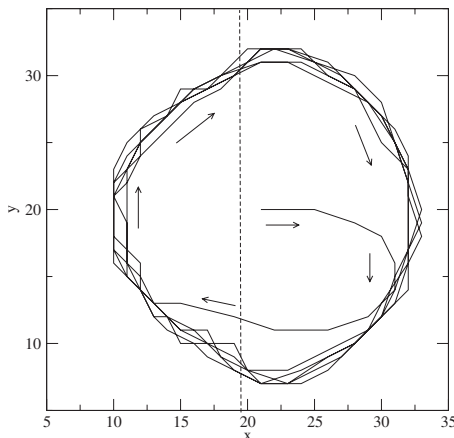


FIG. 6. The gyrotropic motion of the vortex core in a nanodisk with an interface for $\epsilon=0.9$ and $A_{\alpha\beta}=0.8A_\alpha$. The disk center is placed at $(20a, 20a)$ and the dashed line is along the defect. Like in Fig. 1, media α and β are the left and right parts of the disk, respectively. Note that the path of the core is larger in medium β .

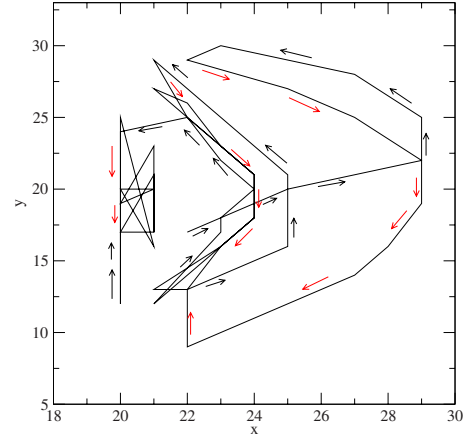


FIG. 7. (Color online) Vortex core motion in the disk with an interface ($\epsilon=0.9$, $A_{\alpha\beta}=0.5A_\alpha$). The center of the disk is placed at $(20a, 20a)$ and, therefore, this figure shows only the right part of the disk. In fact, for this case, the vortex core becomes confined in the medium β . Black arrows indicate the counterclockwise gyration while the red ones indicate the clockwise gyration.

down. The core approaches the defect more and more closely and eventually becomes trapped, oscillating along the straight line of the interface like a one-dimensional damped harmonic oscillator with frequency $0.027A_\alpha$. Of course, this additional frequency is present only in the Fourier transform of $\langle \mu^x \rangle$, since the vortex center now oscillates only along the interface (y -axis). All these up-down, down-up sequences are very intense and are surrounded by a "sea" of spin waves, which continually perturb the vortex core. These dramatic and sudden switching processes are caused by the competition between magnetostatic interactions and the strong discontinuity in the exchange interaction along the interface. These are truly exchange explosions, and spin wave fluctuations are strongly produced. Such phenomenon may provide further insights for generating and controlling spin waves in magnetic nanodisks.

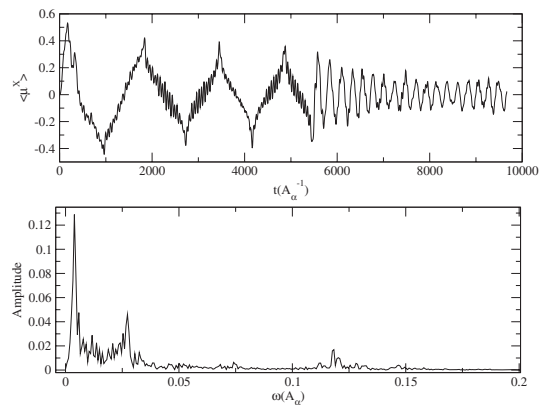


FIG. 8. The average magnetization in the x -direction $\langle \mu^x \rangle$ and its Fourier transform for $\epsilon=0.9$ and $A_{\alpha\beta}=0.5A_\alpha$. Initially, the vortex core moves along trajectories that resemble semicircles until being captured by the defect.

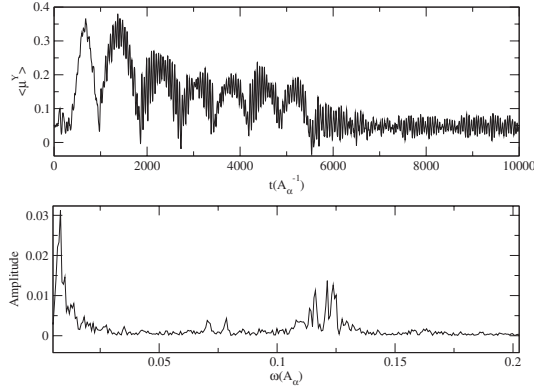


FIG. 9. The average magnetization in the y -direction $\langle \mu^y \rangle$ and its Fourier transform for $\epsilon=0.9$ and $A_{\alpha\beta}=0.5A_\alpha$.

We have plotted the average magnetization along the z -direction $\langle \mu^z \rangle$ in Fig. 10 to better visualize this switching mechanism. It can be easily observed that $\langle \mu^z \rangle$ begins by rapidly oscillating between very small positive and negative values. The oscillations, caused by sequential magnetization reversals of the vortex core as it interacts with the line defect, continue until $t \sim 5500A_\alpha^{-1}$, after which, the out-of-plane magnetization oscillates even more rapid around zero. This characterizes the process by which the interface captures the core. Following capture by the interface, the vortex center continues oscillating with only some reversal.

III. CONCLUSIONS AND PROSPECTS

Magnetization switching is a remarkable effect observed in a broad range of magnetic materials. Here, we have presented a study of how a defect along a line separating two magnetic media may induce polarization reversal in vortex-like magnetization lying on nanomagnets. Using Hamiltonian (1) we examined vortex core interactions with the line defect in confined magnetic systems. In the absence of defects, the results obtained by this model agree qualitatively

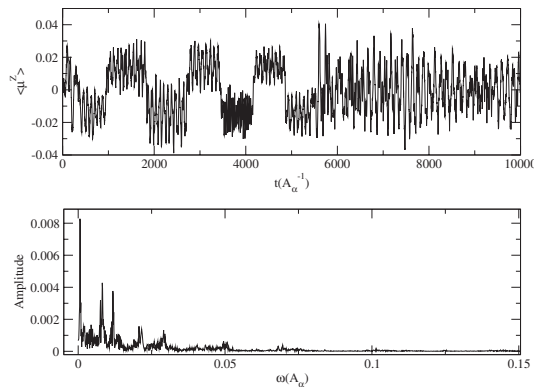


FIG. 10. The average magnetization in the z -direction $\langle \mu^z \rangle$ and its Fourier transform for $\epsilon=0.9$ and $A_{\alpha\beta}=0.5A_\alpha$. Note the cyclic switching processes until the capture around $t=5500A_\alpha^{-1}$.

with experimental observations. It is therefore reasonable to expect that we can predict unobserved particulars and possibilities for disks possessing defects and other characteristics.

As discussed before, a change in the sense of gyration of the vortex structure is an unambiguous indication of a switch of the vortex core's polarization. We have predicted a sequential switching process that is induced by vortex-interface interactions. Indeed, for $\epsilon=0.9$ and $A_{\alpha\beta}$ not so large, we readily observed that every time the core is reflected by the interface, magnetization reversal occurs,¹⁷ until the core becomes captured by the defect. After capture, the vortex core appears to oscillate forward then backward along the line defect, reversing its remaining polarization (which is much smaller than before its capture, as it can be seen in video¹⁷). During these oscillations, a considerable amount of spin waves are emitted, mainly when the core reversals take place. The waves are reflected when they reach the disk border. These spin wave bursts propagate throughout the system, interacting and disturbing the magnetization dynamics as a whole. As the system's kinetic energy dissipates, this dynamic runs down eventually and ends. These findings indicate that the mechanism used in our investigation of the effects of a line defect on vortex dynamics may also be applicable to the production of such waves and the study of their properties in confined structures.

In summary, we have investigated the vortex core dynamics in magnetic nanodisks with a line defect. Our model predicts sequential switching processes, which may be useful for technological applications, such as those which utilize vortex degrees of freedom, namely, core polarization and mechanisms associated with polarization reversal. Very recently, such a phenomenon has been observed experimentally¹⁸ and in simulations^{19,20} in nanomagnets with artificial holes. As prospects for future investigations, line defects could divide a magnetic sample in several islands to study interactions between one island vortex and neighboring islands vortex. Results from such a study may well have strong implications on the development of a global control of vortex core properties (polarization, chirality, etc).

ACKNOWLEDGMENTS

The authors thank CNPq, FAPEMIG and CAPES (Brazilian agencies) for financial support.

- ¹B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tyliczszak, R. Hentel, M. Fähnle, H. Brückl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, and G. Schütz, *Nature (London)* **444**, 461 (2006).
- ²M. Rahm, M. J. Biberger, V. Umansky, and D. Weiss, *J. Appl. Phys.* **93**, 7429 (2003).
- ³M. Rahm, R. Höllinger, V. Umansky, and D. Weiss, *J. Appl. Phys.* **95**, 6708 (2004).
- ⁴M. Rahm, J. Stahl, W. Wegscheider, and D. Weiss, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1553 (2004).
- ⁵A. R. Pereira, L. A. S. Mól, S. A. Leonel, P. Z. Coura, and B. V. Costa, *Phys. Rev. B* **68**, 132409 (2003).
- ⁶A. R. Pereira, S. A. Leonel, P. Z. Coura, and B. V. Costa, *Phys. Rev. B* **71**, 014403 (2005).
- ⁷R. L. Compton and P. A. Crowell, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 137202 (2006).
- ⁸K. Kuepper, L. Bischoff, Ch. Akhmadaliev, J. Fassbender, H. Stoll, K. W. Chou, A. Puzic, K. Fauth, D. Dolgos, G. Schütz, B. Van Waeyenberge, T. Tyliczszak, I. Neudecker, G. Woltersdorf, and C. H. Back, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 062506 (2007).

A. Trabalhos publicados

014314-6 Silva, Pereira, and Moura-Melo

J. Appl. Phys. **105**, 014314 (2009)

- ⁹A. R. Pereira, *Phys. Rev. B* **71**, 224404 (2005).
¹⁰A. R. Pereira, *J. Appl. Phys.* **97**, 094303 (2005).
¹¹A. R. Pereira, A. R. Moura, W. A. Moura-Melo, D. F. Carneiro, S. A. Leonel, and P. Z. Coura, *J. Appl. Phys.* **101**, 034310 (2007).
¹²K. Yu. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *J. Appl. Phys.* **91**, 8037 (2002).
¹³J. P. Park, P. Eames, D. M. Engebretson, J. Berezovsky, and P. A. Crowell, *Phys. Rev. B* **67**, 020403 (2003).
¹⁴S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, and H. A. Padmore, *Science* **304**, 420 (2004).
¹⁵V. Novosad, F. Y. Fradin, P. E. Roy, K. S. Buchanan, K. Yu. Guslienko, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **72**, 024455 (2005).
¹⁶G. M. Wysin, *Phys. Rev. B* **49**, 8780 (1994).
¹⁷Auxiliary video, clearly showing the vortex core motion interacting with the interface and subsequent switching processes, is available under request at ricardodasilva@ufv.br, apereira@ufv.br, or winder@ufv.br.
¹⁸X. S. Gao, A. O. Adeyeye, and C. A. Ross, *J. Appl. Phys.* **103**, 063906 (2008).
¹⁹R. L. Silva, A. R. Pereira, R. C. Silva, W. A. Moura-Melo, N. M. Oliveira-Neto, S. A. Leonel, and P. Z. Coura, *Phys. Rev. B* **78**, 054423 (2008).
²⁰W. A. Moura-Melo, A. R. Pereira, R. L. Silva, and N. M. Oliveira-Neto, *J. Appl. Phys.* **103**, 124306 (2008).

A. Trabalhos publicados

A.3 Artigo 3

How hole defects modify vortex dynamics in ferromagnetic nanodisks

W. A. Moura-Melo,^{a)} A. R. Pereira,^{b)} R. L. Silva, and N. M. Oliveira-Neto

Departamento de Física, Universidade Federal de Viçosa, 36570-000, Viçosa, Minas Gerais, Brazil

(Received 18 February 2008; accepted 31 March 2008; published online 18 June 2008)

Defects introduced in ferromagnetic nanodisks may deeply affect the structure and dynamics of stable vortexlike magnetization. Here, analytical techniques are used for studying, among other dynamical aspects, how a small cylindrical cavity modifies the oscillatory modes of the vortex. For instance, we have realized that if the vortex is nucleated out from the hole, its gyrotropic frequencies are shifted below. Modifications become even more pronounced when the vortex core is partially or completely captured by the hole. In these cases, the gyrovectored can be partially or completely suppressed, so that the associated frequencies increase considerably, say, from some times to several powers. Possible relevance of our results for understanding other aspects of vortex dynamics in the presence of cavities and/or structural defects are also discussed. © 2008 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2939569]

I. INTRODUCTION AND MOTIVATION

Ferromagnetic Permalloy nanodisks with lateral dimension (thickness, L) around some dozens of nanometers have been fabricated and investigated for their potential applications in a number of magnetoelectronic mechanisms. In particular, it has been observed that above the so-called single-domain limit, magnetic vortex states appear in these samples,¹⁻³ exhibiting a planarlike arrangement of spins outside the core, where a perpendicular magnetization is observed.⁴⁻⁶ As long as one could manipulate these states other possibilities would emerge. In fact, one way toward this control is obtained by removing some small portions of the magnetic nanodisk in such a way that the defects (cavities) so created work by attracting and eventually pinning the vortex around themselves⁷⁻¹⁴ (similar effect also applies to soliton-like spin excitations¹⁵). Based upon such an idea, Rahm and co-workers¹⁶ have studied the cases of two, three, and four holes (each of them with diameter ~ 85 nm) inserted in a disk with diameter ~ 500 nm, separated by around 150–200 nm. Their experimental results confirmed the previous statement about vortex pinning and put forward the possibility of using these stable states as serious candidates for magnetic memory and logical applications as long as we could control vortex position, for example, applying a suitable external magnetic field which should shift the vortex center from one defect to another, and vice-versa. Basic logical operations have been obtained in these lines by means of bistable magnetic switching.¹⁷

When the vortex experiences a suitable alternating field, its gyrotropic mode may be resonantly excited in the sub-gigahertz range, which has attracted a great deal of effort for it is the lowest translational vortex mode.¹⁸⁻²⁴ Such a frequency depends upon the geometry of the nanodot and, in the case of thin cylindrical samples, it was initially believed that the aspect ratio, L/R , completely determines its values.^{19,20} However, Compton and Crowell²⁵ have observed

that crystalline defects working as very small pinning sites play a crucial role in the vortex dynamics, namely, in the critical field that resonates the gyrotropic mode. Hoffman *et al.*²⁶ have also observed a remarkable asymmetry in the magnetization reversal mechanism which they credited to such small defects. Kuepper *et al.*²⁷ have studied this mode when a (cylindrical) cavity is intentionally introduced in the sample. Their results clearly show how these cavities affect vortex motion as a whole, particularly its gyrotropic frequencies. In addition, Hoffmann *et al.*²⁶ have verified that the two magnetostatic spin-wave modes degenerate to a single frequency when the vortex core is captured by a hole. Here we show that a number of facts, including some observed by Kuepper *et al.*,²⁷ may be well understood in terms of very basic physical properties of the vortex structure and dynamics in the presence of a cavity. Qualitatively, our arguments and results may be useful for other similar systems where pinning sites/defects are concerned.

II. THE ANALYTICAL MODEL AND BASIC RESULTS

Consider a magnetic dot represented by a small cylinder of radius R and thickness L (so that its aspect ratio $L/R < 1$). Assume that along the axial direction (z -axis), the magnetization \vec{M} is uniform; assume also negligible anisotropy energy (e.g., Permalloy samples). Furthermore, if we introduce N isolated holes (each of them with height L and radius $\rho_N \ll R$) in the dot, the total magnetic energy of the nanodisk can be approximated, in the continuum limit, by²⁸

$$E_{\text{total}} = \frac{L}{2} \iint_D [A(\partial_\mu \vec{m})(\partial^\mu \vec{m}) - M_s^2 \vec{m}(\vec{h}_m + 2\vec{h}_{\text{ext}})] \prod_{i=1}^N U_i(\vec{r} - \vec{d}_i) d^2r, \quad (1)$$

where A is the exchange coupling, D is the area of the cylinder face, $\vec{m} = \vec{M}/M_s$ is a unity vector describing magnetization along D (M_s is the saturation magnetization), $\vec{h}_m = \vec{h}_m(\vec{m}) \equiv \vec{H}_m/M_s$ is the demagnetizing field, \vec{h}_{ext} is an ap-

^{a)}Electronic address: winder@ufv.br.

^{b)}Electronic address: apereira@ufv.br.

A. Trabalhos publicados

124306-2 Moura-Melo *et al.*

J. Appl. Phys. **103**, 124306 (2008)

plied magnetic field (Zeeman term), and $\mu=1, 2$. The potential U , in turn, brings about the effect of the holes distributed throughout the nanodisk, say, $\prod_{i=1}^N U_i(\vec{r}-\vec{d}_i)=U_1(\vec{r}-\vec{d}_1)U_2(\vec{r}-\vec{d}_2)\dots U_N(\vec{r}-\vec{d}_N)$, with

$$U_i(\vec{r}-\vec{d}_i)=\begin{cases} 0 & \text{if } |\vec{r}-\vec{d}_i| < \rho \\ 1 & \text{if } |\vec{r}-\vec{d}_i| \geq \rho \end{cases} \quad (2)$$

Therefore, the system of a dot with N isolated antidots may be viewed as a cylinder of radius R and thickness L with N smaller cylindrical cavities with radius $\rho < R$, each of them centralized at \vec{d}_i . Here, we shall study the case $N=1$ (the treatment for $N \geq 2$ may be performed in the same way).

Let us sketch the framework: Consider a cylindrically symmetric vortexlike magnetization throughout the dot face, say, with the vortex core centralized at $\vec{r}=\vec{0}$, which is the magnetization ground state of a nanodisk, with $L/R \ll 1$, in the absence of both hole and external field. It is convenient to write $\vec{m}=(\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$, with $\theta=\theta_v(r)$ and $\varphi=\arctan(y/x) \pm \pi/2$. The function $\theta_v(r)$ may be approximated by $\sin \theta_v(r)=0$ in the dot center ($\vec{r}=\vec{0}$), while $\sin \theta_v(r) \rightarrow 1$ far away the center, $|\vec{r}|=r > l_{\text{ex}}$ ($l_{\text{ex}}=\sqrt{A/2\pi M_s}$ is the exchange length). In words, the magnetization consists of a small core where spins develop out-of-plane components for regularizing the exchange energy and an outer region where spins are practically confined to the dot plane face, so minimizing the (stray) magnetostatic cost. In this ground state, the magnetic superficial charges in the lateral face of the dot and the magnetic volumetric charges, $\vec{\nabla} \cdot \vec{m}$, identically vanish, yielding no contribution to \vec{h}_m . The cavity affects this picture as follows: it yields less exchange energy for the vortex, attracting it and eventually deforming its profile, according to the potential below,¹⁰⁻¹²

$$V_{\text{ex}} \cong \frac{\pi AL}{2} \ln \left[(1-s^2) \left(1 - \frac{\rho^2}{(sR-d)^2 + b^2} \right) \right], \quad (3)$$

where $\vec{s}=\vec{r}/R$ is the relative vortex center displacement, d is the distance between hole and disk centers, and b is a constant introduced to avoid spurious divergences whenever the vortex is centralized at the hole, i.e., $(sR-d)=0$ (to be estimated later). Note that the first term inside the \ln function accounts for the deformation of the vortex while it dislocates from the center while the remaining one takes into account the hole effect. For ensuring the strict validity of the above and other contributions to the total energy we must consider s sufficiently small, so that d and ρ should be also small compared to the disk radius, R .

In addition, the distribution of magnetic charges throughout the internal edges of the hole and mainly along the external lateral face of the nanodisk (if the cavity is not at the center of the disk) increases the magnetostatic energy due to a change in the product $\vec{m} \cdot \hat{n}_s$ (\hat{n}_s are unit vectors normal to the external lateral surface of the disk and internal surfaces of the cavity). Thus, the demagnetizing field, \vec{h}_m , can be obtained from its associated potential $\Phi_m=\Phi_V+\Phi_{\text{edge}}^e+\Phi_{\text{edge}}^i$, in the usual way, $\vec{h}_m=-\vec{\nabla}\Phi_m$. Here, Φ_V is the magnetostatic potential related to the volumetric charges, while Φ_{edge}^e and

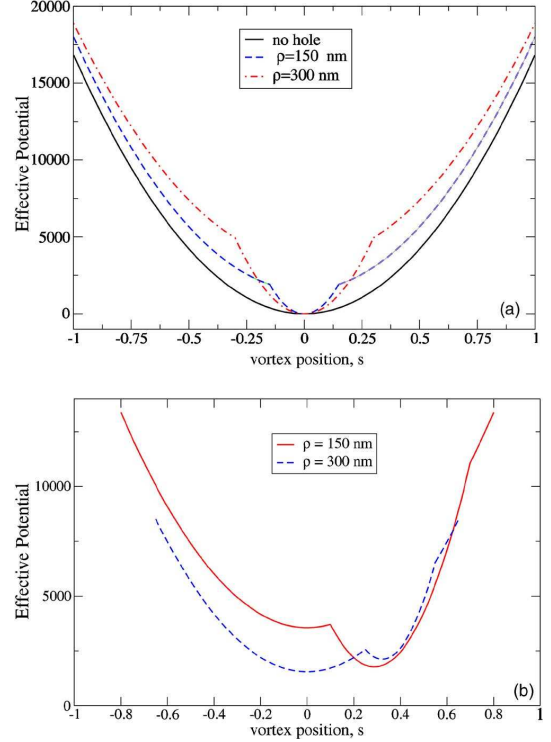


FIG. 1. (Color online) Typical plots of the potential V_{eff}/A as a function of the vortex position, s . Here we have taken $R=1000$ nm, $L=50$ nm (hole sizes are shown in the figures). (a) Centralized defects produce deeper and sharper potential wells as their sizes increase. The graph corresponds to the normalized potential so that the bottoms are depicted at the same normalized value. (b) Each eccentric hole induces a new minimum for the potential, which may be the absolute if the hole size is large enough. Since the disk center always attracts the vortex, the minimum due to an eccentric defect does take place at a given point between the disk and hole centers (here, the holes are centralized at $x=X/R=0.4$).

Φ_{edge}^i come about from the surface charges on the external and internal (hole) edges, respectively. The contributions of the volumetric potential can be neglected since the approximations assumed above lead to $\vec{\nabla} \cdot \vec{m}=0$. Thus, the magnetostatic contribution reads^{10-12,28}

$$V_{\text{mag}} \cong 2\pi^2 M_s^2 L (R^2 - \rho^2) [F_1(L/R)s^2 + \alpha F_1(L/\rho)(s-d/R)^2 + \beta F_1(L/\rho)(\rho/R)^2], \quad (4)$$

where $F_1(x)=\int_0^\infty dt [J_1^2(t)(e^{xt}+xt-1)]/xt^2$. In addition, $(\alpha, \beta)=(1, 0)$ for $|s-d/R| < \rho/R$ (vortex center is inside the hole), or $(0, 1)$ if $|s-d/R| \geq \rho/R$ (out from the hole).

In the presence of an external field the following Zeeman term must be taken into account:

$$V_Z = -\pi L (R^2 - \rho^2) h M_s^2 s + \mathcal{O}(s^3), \quad (5)$$

with $h=|\vec{H}|/M_s$. Therefore, the effective potential experienced by the vortex reads $V_{\text{eff}}(s)=V_{\text{ex}}+V_{\text{mag}}+V_Z$. Depending on the relative hole-vortex centers we have the following possibilities: (i) the hole is centered at the disk, $\vec{d}=(0,0)$,

A. Trabalhos publicados

124306-3 Moura-Melo *et al.*

J. Appl. Phys. **103**, 124306 (2008)

yielding a unique point that minimizes energy, $\vec{s}_0=(0,0)$; (ii) the hole center is at $\vec{d}=(X,)$, $X>0$ (without loss of generality), and the vortex center is far apart X , say, $\alpha=0$, so that we again have $\vec{s}_0=(0,0)$ as the unique equilibrium position (the hole practically does not affect the vortex); and (iii) $d=X>0$ and the vortex center is inside the hole (or very close to it), $\alpha=1$, then besides \vec{s}_0 it also experiences a new equilibrium position (EP) at $\vec{s}_1=(x_1/R,0)$, with

$$\frac{x_1}{R} = \frac{4(R^2 - \rho^2)F_1(L/\rho) - l_{\text{ex}}^2 \ln\left(1 - \frac{\rho^2}{b^2}\right)}{4(R^2 - \rho^2)[F_1(L/R) + F_1(L/\rho)] - l_{\text{ex}}^2 \left[1 + \ln\left(1 - \frac{\rho^2}{b^2}\right)\right]} \times \frac{X}{R}, \quad (6)$$

which depends on the disk and hole relative geometries and is located between the disk and hole centers. Indeed, $x_1 < X$, by virtue of the magnetostatic effect, which always tends to centralize the vortex in the disk (these cases are illustrated in Fig. 1). The parameter b may be estimated by equating the vortex exchange energy in the presence of the hole [Eq. (3)]

$$\frac{x_h}{R} = \frac{\pm h(R^2 - \rho^2)}{4\pi(R^2 - \rho^2)[F_1(L/R) + \alpha F_1(L/\rho)] - 2\pi l_{\text{ex}}^2 \left[1 + \alpha \ln\left(1 + \frac{\rho^2}{b^2}\right)\right]}, \quad (8)$$

for $\vec{h} = \pm h\hat{y}$ and clockwise vortex orientation. Thus, the vortex EPs with both hole and external field are $\vec{s}_{0,h}=(x_h,0)$ and $\vec{s}_{1,h}=(x_1+x_h,0)$. Furthermore, once the hole attracts the vortex to its center, there is an asymmetry in the vortex path as h is varied, say, from -1 to $+1$. At fields ~ -1 , the vortex is practically annihilated at the disk border. As the field is gradually removed toward zero, the vortex continuously displaces to the disk center. However, when it gets close to the hole border it abruptly jumps inside it, at a critical field, $h_{\text{cr1}} < 0$, nucleating around the hole center. For a wide range of the field the vortex center remains inside the hole. Only at a sufficiently strong field, $h_{\text{cr2}} > 0$, the vortex center is released from the hole, performing another abrupt jump (note that $|h_{\text{cr2}}| > |h_{\text{cr1}}|$). This scenario is depicted in Fig. 2, where the usual linear path is also presented for comparison. These should be compared to those obtained in the experiments of Ref. 7, its Figs. 3, and related text; namely, note that our results fit qualitatively well those reported in this work.

In addition, there follows that the springlike constant experienced by the vortex center reads

$$k = \pi M_s^2 L \left(\frac{R^2 - \rho^2}{R^2} \right) \left\{ 4\pi [F_1(L/R) + \alpha F_1(L/\rho)] - \frac{l_{\text{ex}}^2}{(R^2 - \rho^2)} \left[1 - \alpha + \alpha \ln\left(1 - \frac{\rho^2}{b^2}\right) \right] \right\}, \quad (9)$$

which is clearly enhanced whenever the vortex center is inside the hole, $\alpha=1$. Results above are strictly valid within the

to its normalized rest energy, $E_0=2\pi AL \ln(R/l_0)$, in the same situation, $E_{0 \text{ hole}}=2\pi AL \ln(R/\rho)$, say, $V_{\text{ex}}=E_{0 \text{ hole}}-E_0-E_{\text{core}}$, where $E_{\text{core}}=2\pi AL$ is the core energy, which must be taken into account if the vortex is out from the hole. After some algebra and assuming $l_0 \cong l_{\text{ex}}$ and $\rho \geq l_{\text{ex}}$, we get

$$\ln\left(1 - \frac{\rho^2}{b^2}\right) = -4[1 + \ln(\rho/l_{\text{ex}})], \quad (7)$$

which gives $b \gtrsim \rho$ (in the thermodynamical limit $b \cong 1.04\rho$, Ref. 13).

Therefore, each noncentered defect may provide an additional EP for the vortex center, as observed in experiments⁷⁻⁹ and predicted theoretically.^{10-12,28} Namely, note that if $\rho > \rho_{\text{cr}}$ then the potential well at the hole is deeper than that at the disk center [see Fig. 1(b)]. In this situation, once the vortex center is captured by the cavity it will remain there unless a strong enough perturbation (like an external homogeneous field) takes it to another EP. Upon turning h the vortex center is shifted from its old EP, along x , by

rigid vortex assumption, and might be extended, for instance, to the two side charges regime.

Besides the springlike constant, the hole may also lead to profound modification in the vortex structure and dynamics.

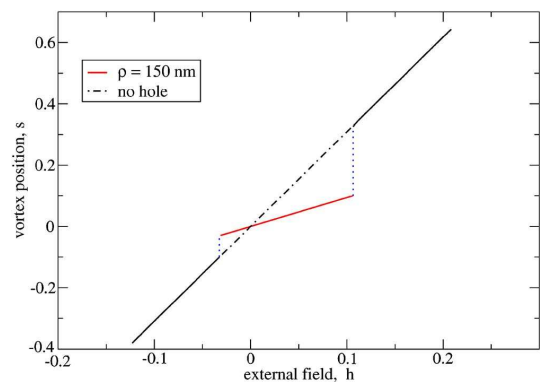


FIG. 2. (Color online) The vortex equilibrium position as function of an external varying field. The linear behavior is observed without the hole. A centralized cavity deeply changes vortex dynamics as the field is continuously increased from -1 to $+1$, namely, there appear abrupt jumps when its center is captured (released) by (from) the hole (solid dotted lines). Note also that the graph slope is greatly lowered whenever the vortex center is inside the defect (solid line), exhibiting the stronger effects of the net potential (for improving visualization, we have shown only the central region of the graph, where the differences take place). Compare with related results from Ref. 7.

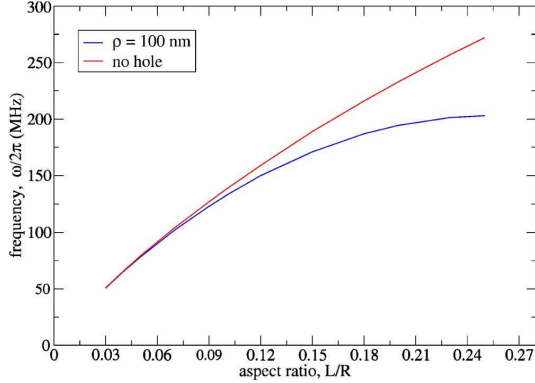


FIG. 3. (Color online) How the gyrotropic frequency of the vortex, ω_G , is influenced by the presence of a centralized hole ($\rho=100$ nm). The change is slight for very large disks but becomes pronounced as the disk radius is decreased, namely, when disk and hole sizes become comparable.

For instance, like an external field a hole may trigger the formation of nonhomogeneous magnetization pattern at the disk and hole borders;^{10–12} also, when its center is captured by the hole its gyrotropic motion is suppressed.²⁷ Other possibilities will be discussed in what follows. It should be stressed that in the absence of the hole our results recover those already found in the literature.¹⁹

III. FURTHER RESULTS AND DISCUSSION

Consider two disks, B and C, with radii R_B and R_C . Disk B has a noncentered hole, of radius ρ_B at $\vec{d}_B=(d, 0)$, $d>0$, while in disk C the hole, ρ_C , is centered. Let A denote a disk, R_A , without a hole. Their thickness are L_A , L_B , and L_C . For concreteness we also assume typical Permalloy parameters: $A=1.3\times 10^{-6}$ erg/cm $^2=1.3\times 10^{-11}$ J/m and $M_s=800$ emu/cm $^3=800$ kA/m, so that the exchange length $l_{ex}=\sqrt{A/2\pi M_s^2}\approx 5$ nm. Where the vortex gyrotropic vector is concerned, its gyroratio is $\gamma/2\pi=LM_s/2G=2.95$ GHz/KOe ≈ 37 KHz m/A.

Disks B and C match their counterparts 2 and 3 from Ref. 27 with $R_2=1$ μ m, $\rho_2=300$ nm, and d is assumed ≈ 400 nm (not provided in Ref. 27; we have estimated it by means of the available images); $R_3=1.5$ μ m and $\rho_3=300$ nm, respectively. Our disk A matches their disk 1, with $R_1=750$ nm; all the three disks are $L=50$ nm thick. In their work, the authors have estimated (experimental values are not presented) the gyrotropic frequency of the vortex in their samples, based upon the two-vortex side charges (without hole effects), to be 333.5, 249, and 164.5 MHz, for disks 1, 2, and 3, respectively. Once the values above are believed to superestimate experimental findings in 10–15%, hole effects are expected to account for such deviations, say, in hollowed samples, like disks 2 and 3. As usual, such frequencies are given by $\omega_G=k/G$, with $G=2\pi M_s L q p/\gamma$, where q and p account for the chirality and polarization of the vortex (the possibility of fractional polarization is treated below). Once the vortex is nucleated out from the hole, its gyrovector is completely turned on but k changes according Eq. (9),

with $\alpha=0$. In this case the exchange contribution to k , the third term in Eq. (9), is very small compared to the magnetostatic one for these disks, so that the main hole contribution to the gyrofrequencies comes from the factor $(R^2-\rho^2)/R^2$, which reads 0.91 and 0.96 for disks 2 and 3, respectively. Thus, their respective frequencies are decreased by about 9 and 4% in the presence of the hole. Such deviations appear to become larger as L/R increases, as shown in Fig. 3.

These are slight effects if compared to those in which the vortex center is captured by the hole, suppressing its gyrovector, once its core is removed. In this case, the vortex dynamics is deeply affected and low-frequency modes (like the usual gyrotropic) no longer take place, as observed in experiments.²⁷ However, other oscillations are possible within the dynamical equation, such as

$$\mathbf{G} \times \dot{\mathbf{x}} - k\mathbf{x} = M_v \ddot{\mathbf{x}}, \quad (10)$$

where \mathbf{x} and $M_v \approx \pi \hbar^2 \ln(R^2/l_0^2)/8ALl_{ex}^2$ are the vortex position and mass ($\dot{\mathbf{x}} \equiv d\mathbf{x}/dt$, etc.). This mass expression has been adapted from Ref. 29, with l_0 being the core radius. Instead of $\ln(R^2/l_0^2)$, a R^2/l_0^2 behavior has been recently claimed to better fitting simulations, at least for planar vortices.¹³ Indeed, additionally to the lower gyrotropic, $\omega_G=k/G$, there is a harmonic vortex oscillation around the hole with frequency $\omega_M=\sqrt{k/M_v}$, namely, if the vortex is inside the hole. For typical samples, like those considered above, we find $M_v \approx 0.01-1m_e$ (using $\ln(R^2/l_0^2)$ and R^2/l_0^2 , respectively; m_e is the electronic mass), so that harmonic oscillations take place around $\omega_H \approx 10^{15}-10^{16}$ Hz ($\sim 10^6$ times the gyrotropic ones), which is much higher than currently available experimental capabilities, around some dozens of gigahertz.³⁰

Small vortex oscillations around a given EP naturally take place for balancing net energy of the magnetization, for instance, against an external alternating field. When this occurs some portion of the vortex central region can escape from the hole and possibly develops out-of-plane spin components, so developing part of the gyrovector. Such a gyrovector (lying, probably, at or above the gigahertz scale, like below) could be observed if a suitable alternating field were applied to resonantly turn on such a mode. In this case, in addition to the harmonic oscillation perpendicular to the field, the vortex would also orbit around the defect (like it usually does around an EP). This would ensure that whenever taken away from the hole, the vortex gyrovector is developed from the core border toward the center, demanding gradual and continuous flipping of the normal magnetization. [Conversely, if no such additional orbiting motion were observed, then we should expect that vortex core (and gyrovector) starts to be formed from the center to the border, a fact less probable energetically, once it demands an abrupt $\pi/2$ flipping of the spin at the center]. Therefore, such experiments could also reveal the fractional gyrovector structure of this vortexlike configuration, provided by the dynamics of a vortex captured by a hole. Indeed, it should be stressed that those spin sites at the hole border (like those at the disk border) have a link topology different from those located at the bulk: they have only five nearest-neighbors against six from the bulk sites. Such an asymmetry could somewhat in-

duce, at a tick strip around the hole border, an out-of-plane spin component, for instance, through exchange anisotropy. In this case, a fractional gyrovector takes place, such as in the following:

$$\vec{G}_{\text{frac}} = -\frac{M_s L}{\gamma} \int_0^R (\nabla \cos \Theta_\chi) \times (\nabla \Phi) d^2 r = \chi \vec{G}, \quad (11)$$

where the integral is effectively evaluated along a small distance, δ , from the hole border, $r' = r - \rho = 0$, toward the bulk, where $\nabla \Theta_\chi \neq 0$. We have taken $\Phi = \pm \phi \pm \pi/2$, ϕ is the azimuthal angle on the disk plane, and Θ_χ is such that $\cos \Theta_\chi \rightarrow \chi$ as $r \rightarrow \rho$, $|\chi| < 1$, and $\cos \Theta_\chi \rightarrow 0$ for $r > \rho + \delta$. A trial solution is given by $\cos(\Theta_\chi) = \mp \chi [(r-\rho)^2 - \delta^2] / [(r-\rho)^2 + \delta^2]^n$, with n a positive real parameter (namely, $n=4$ yields a smoother behavior for the magnetization³¹). In words, Θ_χ describes a magnetization configuration which presents a fractional polarization at the hole border, $p_\chi = \chi$, falling off rapidly as we go toward disk border. Thus, $\chi \in (0, 1)$ accounts for how much the spins around the hole border are flipped toward the normal. Indeed, such a flipping is expected to be smaller as the hole increases, so that above a critical value no net magnetization perpendicular to the disk plane takes place anywhere. In the case of a static vortex this critical hole size goes around $\sim 0.3l_{\text{ex}}$,³² but it could be largely increased in the dynamical case, once the vortex center can now moves toward the hole border and even escape outside. Therefore, whether this fractional polarization actual takes place seems to strongly depend on the relative location of the vortex center to the hole border at a given time, varying accordingly as the distance between them changes. However, if the hole is very large the displacement of the vortex center to the hole border may be highly energy-costly, leading eventually to a deep deformation in its profile or even its annihilation, so that its central region is kept inside the hole, yielding no net polarization at all. This seems to be the case of sample 3 studied in Ref. 27, whose observations have led the authors to conclude that the gyromode is completely suppressed once the vortex core is captured by the centralized hole. Nevertheless, just for comparison, consider that the gyrovector was not completely turned off but was reduced to, say, 10% ($\chi = 0.1$, i.e., maximum spin flip, $\Theta_\chi|_{\text{max}} = 9^\circ$). In this case, a sample with $\rho = 300$ nm and $R = 1,5$ μm , the frequency associated to the fractional gyrovector reads

$$\omega_{\text{frac}} = k/G_{\text{frac}} \sim 10 \text{ GHz}, \quad (12)$$

increasing as χ is diminished. Even in this situation of fractional gyrovector our analysis may explain the reason that in the work of Ref. 27 no trace of the sub-gigahertz gyrotropic mode was observed: the applied field frequency is far below that required to resonantly excite the fractional mode, as Eq. (12) predicts.

IV. CONCLUSIONS AND PROSPECTS

We have realized that the introduction of a hole into a ferromagnetic nanodisk, with small aspect ratio, may deeply modify the structure and dynamics of a vortexlike magnetization. Such effects come about once a hole changes the effective potential experienced by the vortex in such a way

that the vortex center is attracted toward the hole. As a vortex is captured by a hole, its out-of-plane components, accounting for its polarization, are greatly diminished or even vanish. Such a capture may be clearly viewed in the plot of the vortex center position against a uniformly varying external field (Fig. 2). A moving vortex whose center is not inside a hole experiences a decreasing in its associated gyrotropic frequency, which may become pronounced as the disk and hole sizes are comparable.

We have also raised the interesting possibility of the fractional polarization of a moving vortex. This would happen if the vortex center were inside the hole but sufficiently close to its border so that some portion of the out-of-plane magnetization appears. Among other issues, its observation could answer how the vortex core is formed as it is released from a hole. Our results could have some relevance to the study of structural defects in nanomagnets, once an analytical model for understanding such structures in these frameworks is developed.

A very interesting result to be addressed is the analysis of the vortex motion in the presence of the hole and/or external field. Analytically, this task demands the resolution of complicated differential equations obtained from Eq. (10) with the force, $\mathbf{F} = M_v \ddot{\mathbf{x}}$, given by $\mathbf{F} = -\nabla V_{\text{eff}}$. Simulations have revealed the richness of such dynamics, including the possibility of vortex core reversal (switching) triggered by vortex-hole interaction.³³

ACKNOWLEDGMENTS

S. G. Alves is acknowledged for discussions and computational help. The authors thank CNPq and FAPEMIG (Brazilian agencies) for financial support.

- ¹R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, and D. M. Tricker, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042 (1999).
- ²J. Raabe, R. Pulwey, R. Sattler, T. Schweinböck, J. Zweck, and D. Weiss, *J. Appl. Phys.* **88**, 4437 (2000).
- ³C. A. Ross, M. Hwang, M. Shima, J. Y. Cheng, M. Farhoud, T. A. Savas, H. I. Smith, W. Schwarzacher, F. A. Ross, M. Redjal, and F. B. Humphrey, *Phys. Rev. B* **65**, 144417 (2002).
- ⁴T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, *Science* **289**, 930 (2000).
- ⁵J. Miltat and A. Thiaville, *Science* **298**, 555 (2002).
- ⁶A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger, *Science* **298**, 577 (2002).
- ⁷T. Uhlrig, M. Rahm, C. Dietrich, R. Höllinger, M. Heumann, D. Weiss, and J. Zweck, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 237205 (2005).
- ⁸M. Rahm, M. Schneider, J. Biberger, R. Pulwey, J. Zweck, and D. Weiss, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4110 (2003).
- ⁹M. Rahm, R. Höllinger, V. Umansky, and D. Weiss, *J. Appl. Phys.* **95**, 6708 (2004).
- ¹⁰A. R. Pereira, *Phys. Rev. B* **71**, 224404 (2005).
- ¹¹A. R. Pereira, *J. Appl. Phys.* **97**, 094303 (2005).
- ¹²A. R. Pereira and W. A. Moura-Melo, in *Electromagnetic, Magnetostatic, and Exchange-Interaction Vortices in Confined Magnetic Structures*, edited by E. Kamenetskii, Research Signpost, Kerala, India (to be published).
- ¹³A. R. Pereira, L. A. S. Mól, S. A. Leonel, P. Z. Coura, and B. V. Costa, *Phys. Rev. B* **68**, 132409 (2003).
- ¹⁴F. M. Paula, A. R. Pereira, and L. A. S. Mól, *Phys. Lett. A* **329**, 155 (2004).
- ¹⁵L. A. S. Mól, A. R. Pereira, and W. A. Moura-Melo, *Phys. Rev. B* **67**, 132403 (2003).
- ¹⁶M. Rahm, J. Stahl, W. Wegscheider, and D. Weiss, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1553 (2004).

A. Trabalhos publicados

124306-6 Moura-Melo *et al.*

J. Appl. Phys. **103**, 124306 (2008)

- ¹⁷M. Rahm, J. Stahl, and D. Weiss, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 182107 (2005).
- ¹⁸J. P. Park, P. Eames, D. Engebretson, J. Berezovsky, and P. A. Crowell, *Phys. Rev. B* **67**, 020403(R) (2003).
- ¹⁹K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3848 (2001); *Phys. Rev. B* **65**, 024414 (2002).
- ²⁰K. Yu. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, H. Shima, and K. Fukamichi, *J. Appl. Phys.* **91**, 8037 (2002).
- ²¹N. A. Usov and L. G. Kurkina, *J. Magn. Magn. Mater.* **242–245**, 1005 (2002).
- ²²B. A. Ivanov and C. E. Zaspel, *J. Appl. Phys.* **95**, 7444 (2004).
- ²³V. Novosad, F. Y. Fradin, P. E. Roy, K. S. Buchanan, K. Yu. Guslienko, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **72**, 024455 (2005).
- ²⁴K. Yu. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067205 (2006).
- ²⁵R. L. Compton and P. A. Crowell, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 137202 (2006).
- ²⁶F. Hoffmann, G. Woltersdorf, K. Perzlmaier, A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich, A. Bischof, D. Weiss, and C. H. Back, *Phys. Rev. B* **76**, 014416 (2007).
- ²⁷K. Kuepper, L. Bischoff, Ch. Akhmaliev, J. Fassbender, H. Stoll, K. W. Chou, A. Puzic, K. Fauth, D. Dolgos, G. Schtz, B. Van Waeyenberge, T. Tyliszczak, I. Neudecker, G. Woltersdorf, and C. H. Back, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 062506 (2007).
- ²⁸A. R. Pereira, A. R. Moura, W. A. Moura-Melo, D. Carneiro, S. A. Leonel, and P. Z. Coura, *J. Appl. Phys.* **101**, 034310 (2007).
- ²⁹G. M. Wysin, *Phys. Rev. B* **54**, 15156 (1996); **63**, 094402 (2001).
- ³⁰K. Kuepper, private communication.
- ³¹D. Altbir, J. Escrig, P. Landeros, F. S. Amaral, and M. Bahiana, *Nanotechnology* **18**, 485707 (2007).
- ³²V. P. Kravchuk, D. D. Sheka, and Y. B. Gaididei, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 116 (2007) (see also related refs. cited therein).
- ³³R. L. Silva, A. R. Pereira, W. A. Moura-Melo, and N. M. Oliveira-Neto, “Predicted defect-induced vortex core switching in thin magnetic nanodisks,” *Phys. Rev. B* (to appear).

Apêndice B

Lista de trabalhos

- **Magnetization reversals in a disk-shaped small magnet with an interface**, R. L. Silva, A. R. Pereira, R. C. Silva, W. A. Moura-Melo, *Journal Of Applied Physics*, **105**, 014314 (2009).
- **Predicted defect-induced vortex core switching in thin magnetic nanodisks**, (R. L. Silva, A. R. Pereira, R. C. Silva, and W. A. Moura-Melo, N. M. Oliveira-Neto, S. A. Leonel and P. Z. Coura, *Physical Review B*, **78**, 054423 (2008).
- **How hole defects modify vortex dynamics in ferromagnetic nanodisks**, W. A. Moura-Melo, A. R. Pereira, R. L. Silva, and N. M. Oliveira-Neto. *Journal Of Applied Physics*, **103**, 124306 (2008).
- **Discrete double core skyrmions in magnetic thin films**, M.A. Amaral, R.L. Silva, A.R. Pereira, W.A. Moura-Melo, *Submetido a Physics Letters A*
- **Magnetic monopole and string excitations in two-dimensional spin ice**, L.A.S. Mól, R.L. Silva, A.R. Pereira, W.A. Moura-Melo and B.V. Costa, *Submetido a Europhysics Letters*
- **The two-dimensional XY-model on the Voronoi-Delaunay lattice**, N. M. Oliveira-Neto, S. G. Alves, R. L. Silva, W. A. Moura-Melo and A. R. Pereira, *Submetido a European Physical Journal*

Referências Bibliográficas

- [1] D. Sellmyer, R. Skomski, *Advanced Magnetic Nanostructures*, Springer Berlin Heidelberg (2006).
- [2] X. Zhu, P. Grütter, V. Metlushko, B. Ilic, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4789 (2002).
- [3] R. L. White, R. M. H. New, and R. F. W. Pease, *IEEE Trans. Magn.* **33** (1997).
- [4] R. Pulwey, M. Rahm, J. Bberger, and D. Weiss, *IEEE Trans. Magn.* **37** (2001).
- [5] S. S. P. Parkin, *et al*, *J. Appl. Phys.* . **85**, 5828 (1999).
- [6] J. M. Daughto, A. V. Pohm, R. T. Fayfield, and C. H. Smith, *J. Phys. D* **32**, R169 (1999).
- [7] R. P. Cowburn and M. E. Welland, *Science* **287**, 1466 (2000).
- [8] R. F. Wang, *et al*, *Nature* **439**, 303 (2006).
- [9] L. A. Mól, R. L. Silva, R. C. Silva, A. R. Pereira, W. A. Moura-Melo, B. V. Silva, trabalho submetido à EPL (Euro Physics Letters).
- [10] J. F. Smyth, *et al*, *J. Appl. Phys.* **69**, 5262 (1991).
- [11] S. Y. Chou, M. Wei, P. R. Krauss, and P. B. Fischer, *J. Appl. Phys.* **70**, 6673 (1994).
- [12] J. E. Wegrowe, *et al*, *J. Appl. Phys.* **86**, 1028 (1999).
- [13] C. A. Ross, *et al*, *J. Appl. Phys.* **91**, 6848 (2002).

Bibliografia

- [14] A. Fernandez, *et al*, *J. Magn. Magn. Mater.* **190**, 71 (1998).
- [15] Y. Martin and H. K. Wickramasinghe, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1455 (1987)
- [16] J. J. Saenz, *et al*, *J. Appl. Phys.* **62**, 4293 (1987).
- [17] P. Grütter, H. J. Mamin and D. Rugar, Magnetic Force Microscopy, *Springer Ser. Surface Sciences*, Vol. **28** (Springer, Berlin, Heidelberg 1992)
- [18] J. N. Chapman, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **17**, 623 (1984).
- [19] M. Schneider, H. Hoffmann and J. Zweck, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2909 (2000).
- [20] J. Unguris, D. T. Pierce, A. Galejs, and R. J. Celotta, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 72 (1982).
- [21] Alex Hubert and Rudolf Schüfer, Magnetic Domains: *The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1998).
- [22] W. Wernsdorfer, D. Mailly, and A. Benoit, *J. Appl. Phys.* **87**, 5094 (1996).
- [23] O. Fruchart, *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1305 (1999).
- [24] Antonio S. T. Pires, “Evolução das idéias da Física”, ed. Livraria da isica 2008 p. 263,270.
- [25] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, “Solid State Physics, International Edition”, ed. D.G. Crane (Saunders College Publishing, 1976) p. 674,679.
- [26] Mathias Getzlaff, “Fundamentas of Magnetism”, ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2008.
- [27] A. Aharoni, ”Introduction to the Theory of Ferromagnetism”, (Oxford Science Publications, 1996) p. 36.
- [28] L. A. S. Mól, Dissertação de Mestrado, Departamento de Física, Universidade Federal de Viçosa (2004).

Bibliografia

- [29] F.G. Mertens, A.R. Bishop, G.M. Wysin and Kawabata, Phys. Rev. Lett. **59**, 117 (1987); Phys. Rev. B **39**, 591 (1989).
- [30] B.A. Ivanov, A.K. Kolezhuk, G.M. Wysin, Phys. Rev. Lett., **76** 511 (1996).
- [31] A.A. Belavin e A.M. Polyakov, JETP Lett. **22**, 245 (1975).
- [32] J.M. Kosterlitz e D.J. Thouless, J. Phys. C, **6**, 1181, (1973).
- [33] M.E. Gouvêa, G.M. Wysin, A.R. Bishop e F.G. Mertens, Phys. Rev. B **39**, 11840 e (1989).
- [34] A.R. Pereira, A.S.T. Pires, M.E. Gouvêa, B.V. Costa, Z. Phys. B **89**, 109 (1992).
- [35] A.R. Pereira e J.E.R. Costa, J. Magn. Magn. Mat. **162**, 219 (1996).
- [36] G.M. Wysin, Phys Rev. B **54**, 15156 (1996).
- [37] C. E. Zaspel, T. E. Grigereit, and J. E. Drumheller, Phys. Rev. Lett. **74**, 4539 (1995).
- [38] F.M. Paula, A.R. Pereira, L.A.S.Mól, Phys. Lett.A **329**, 155 (2004).
- [39] A.R. Pereira, S.A. Leonel, P.Z. Coura, and B.V. Costa, Phys. Rev. B **71**, 014403 (2005).
- [40] L.A.S. Mól, A.R. Pereira, W.A. Moura-Melo, Phys Lett. A **319**, 114 (2003).
- [41] G.M. Wysin, Phys Rev. B **68**, 184411 (2003).
- [42] A.R. Pereira, L.A.S. Mól, S.A. Leonel, P.A. Coura, B.V. Costa, Phys. Rev. B **68**, 132409 (2003).
- [43] F.M. Paula, A.R. Pereira, G.M. Wysin, Phys. Rev. B **72**, 094425 (2005).
- [44] G.M. Wysin, Phys. Rev. B **71**, 094423 (2005).
- [45] B. Hillebrands, K. Ounadjela, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I* Springer (2002).

Bibliografia

- [46] E. Burstein, M. L. Cohen, P. J. Stiles *Nanomagnetism-Ultrathin films, Multilayers and Nanostructures* Elsevier (2006).
- [47] C. L. Chien, F. Q. Zhu, and J. G. Zhu, *Physics Today*, **06**, (2007).
- [48] T. Shinjo, et al *Science* **289**, 930 (2000);
- [49] M. Schneider, H. Hoffmann, and J. Zweck, *Applied Phys. Letters* **77** 18 (2000).
- [50] V. Novosad, *et al*, *Phys. Rev. B* **72** 024455 (2005).
- [51] R. Pulwey, *et al*, *IEEE Transactions On Magnetics*, **37**, 4 (2001)
- [52] T. Okuno *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **240** 1 (2002).
- [53] A. Thiaville *et al.*, *Phys. Rev. B* **67** 094410 (2003).
- [54] B. Van Waeyenberge, *et al*, *Nature* Vol **444**, 23 (2006).
- [55] R. Hertl, *et al*, *Phys. Rev. Letters* **98**, 117201 (2007).
- [56] K. Y. Guslienko, K. S. Lee, and S. K. Kim, *Phys. Rev. Letters* **100**, 0272203 (2008).
- [57] M. Weigand, *et al*, *Cond-mat/0810.5391v1* (2008).
- [58] J. G. Caputo, *et al*, *Phys. Rev. Letters* **98**, 056604 (2007).
- [59] K. Yamada *et al.*, *Nature* **6**, 269 (2007).
- [60] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater* **159**, L1 (1996).
- [61] L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [62] M. Tsoi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998).
- [63] E. B. Myers *et al.*, *Science* **285**, 867 (1999).
- [64] I. N. Krivorotov *et al.*, *Science* **307**, 228 (2005).
- [65] A. D. Kent, B. Ozyilmaz, and E. del Barco, *Appl. Phys. Letters* **84**, 3897 (2004).

Bibliografia

- [66] H. Xi, K.-Z. Gao, and Y. Shi, J. Appl. Phys. **97**, 044306 (2005).
- [67] H. Xi, Y. Shi, and K.-Z. Gao, Phys. Rev. B **71**, 144418 (2005).
- [68] D. D. Sheka, Y. Gaididei, and F. G. Mertens, Appl. Phys. Letters **91**, 082509 (2007).
- [69] Shan-Ho Tsai, M. Krech, and D.P. Landau Brazilian Journal Physics, **34** 2A (2004).
- [70] D.P. Landau, and M. Krech J. Phys.: Condens. Matter, **11** R179 (1999).
- [71] K. Y. Guslienko, *et al*, Phys. Rev. Lett. **96**, 067205 (2006).
- [72] A. R. Pereira, Phys. Rev. B **71**, 224404 (2005)
- [73] A. R. Pereira, J. Appl. Phys. **97**, 094303 (2005)
- [74] A. R. Pereira, *et al*, J. Appl. Phys. **101**, 034310 (2007)
- [75] W. A. Moura-Melo, A. R. Pereira, R. L. Silva, and N. M. Oliveira-Neto, Phys. Rev. B **103**, 124306 (2008)
- [76] M. Rahm, R. Höllinger, V. Umansky, and D. Weiss, J. Appl. Phys. **95**, 6708 (2004)
- [77] M. Rahm, J. Biberger, V. Umansky, and D. Weiss, J. Appl. Phys. **93**, 6708 (2003)
- [78] K. Kuepper *et al*, Appl. Phys. Lett. **90**, 062506 (2007)
- [79] M. Rahm, J. Stahl, W. Wegscheider, and D. Weiss, Appl. Phys. Lett. **85**, 1553 (2004).
- [80] X. S. Gao, A. O. Adeyeye, and C. A. Ross, J. Appl. Phys. **103**, 063906 (2008).