

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Coordenação de Física de Baixas Energia

Tese de Doutorado

**Influência da Anisotropia
Perpendicular em Nanopontos
Magnéticos**

Érico Raimundo Pereira de Novais

Orientador: Prof. Dr. Alberto Passos Guimarães

Co-orientador: Prof. Dr. Flávio Garcia

Rio de Janeiro
2014

Nota: Versão anterior à defesa.

Érico Raimundo Pereira de Novais

Influência da Anisotropia Perpendicular em Nanopontos Magnéticos

Tese de Doutorado apresentada ao programa de pós-graduação do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, como requisito para a obtenção do título de **Doutor em Física** sob a orientação do Prof. Dr. Alberto Passos Guimarães e Prof. Dr. Flávio Garcia.

Rio de Janeiro
2014

Todos os direitos reservados ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. É proibida a reprodução total ou parcial do trabalho sem autorização da universidade, do autor e do orientador.

Érico Raimundo Pereira de Novais

É graduado em Bacharelado em Física pela Universidade Estadual de Feira de Santana (2007). Possui mestrado em Física pelo Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, orientado pelo Prof. Dr. Alberto Passos Guimarães (2009). Tem experiência em Física da matéria condensada com ênfase em nanomagnetismo.

Ficha Catalográfica

Novais, E. R. P.

Influência da Anisotropia Perpendicular em Nanopontos Magnéticos/ Érico Raimundo Pereira de Novais; orientador Prof. Dr. Alberto Passos Guimarães, coorientador Prof. Dr. Flávio Garcia – 2014

168 f: il. ; 29,7 cm

1. Tese (Doutorado) - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Coordenação de Física de Baixas Energia, 2014.

1. Física - Tese. Física; Matéria Condensada; Magnetismo e Materiais Magnéticos. Nanomagnetismo; Simulação computacional; Configuração magnética; Vórtice magnético; Skyrmion. I. Prof. Dr. Alberto Passos Guimarães, II. Prof. Dr. Flávio Garcia, III Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas; Coordenação de Física de Baixas Energia. IV Influência da Anisotropia Perpendicular em Nanopontos Magnéticos.

Érico Raimundo Pereira de Novais
Influência da Anisotropia Perpendicular em Nanopontos Magnéticos

Banca Examinadora

Prof. Dr. Alberto Passos Guimarães
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas– CBPF

Prof. Dr. Flávio Garcia
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas– CBPF

Membro Interno
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas– CBPF

Membro Interno
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas– CBPF

Membro externo
Universidade

Membro externo
Universidade

Dedicato à
Minha Mãe Hermelina Novais (Milú),
Minha Esposa Andréa Ferreira (Déa)

Agradecimentos

Agradeço à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo suporte financeiro e ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) pelo apoio físico para o desenvolvimento desse projeto.

Agradeço ao meu orientador Professor Dr. Prof. Dr. Alberto Passos Guimarães pela convivência e troca de conhecimentos e por ter me ensinado a amar o ensino e a ciência. E aí, a ciência avançou? Quando o professor Alberto me dizia essa frase eu passava a madrugada trabalhando. Agradeço também ao meu co-orientador Professor Dr. Prof. Dr. Flávio Garcia por me ensinar a procurar a perfeição em tudo, às discussões em que o professor Flávio estava presente sempre $\rightarrow \infty$.

Agradeço a todos os professores que eu fui aluno durante o mestrado e o doutorado no CBPF, representado aqui pela figura do Prof. Dr. João Paulo Sinnecker.

Agradeço ao José de Almeida Ricardo e a Elisabete Vicente de Souza da Coordenação de Formação Científica (CFC), a Viviane Vicente de Souza, ao Ronaldo da Coordenação de Física Experimental de Baixas Energias (EXP), a Mônica Ramalho Silveira e a Gilvaneide Souza de Oliveira, Coordenação de Física Aplicada (APL) pela constante ajuda durante esta jornada.

Agradeço aos meus amigos fraternos conquistados no Rio de Janeiro: Helmut Vigo, Nikolaos Papadopoulos, Luisa Scudeller, Maurício Ribeiro, Max Jáuregui, Jefferson Filgueiras, Jefferson Moraes, Rodrigo Turcati, Naiara Klein, Saulo Sousa, Miriam Aragão, Joyce Martim, Gilda Carvalho, Roberta Dutra, Tatiana Marcondes, Luciana Rios e Isabel Souza que tornaram esta caminhada mais humana e menos cansativa.

Agradeço aos meus colegas que dividiram sala comigo no decorrer desse tempo, Carolina Ferreira, Mariana Rubert e Tiago Siman, Arthur Scardua e o agregado Marcos Alves (Marçã) pelo apoio e pelos momentos de distração.

Agradeço ao Leonardo Cirto mais um irmão que a vida me deu uma pessoa extraordinária e a Sabrina Abreu.

Aos meus tios e tias em especial ao tio Julival Fernandes Pereira e a tia Ivanildes Fernandes Pereira pelo apoio e o incentivo em todos os momentos. Agradeço a tia Maria Helena pela ajuda no início da minha caminhada fora da casa de minha

mãe. Agradeço *in memoriam* as minhas tias Terezinha Carmem e Natália Fernandes Pereira.

Agradeço à família da minha esposa (minha família, agora!) pelo carinhoso acolhimento; *in memoriam* Gutemberg de Lima Ferreira.

Agradeço ao Roberto e Adriana Falcão pelos momentos de alegria que compartilhamos.

Agradeço à minha família por estar em todos os momentos ao meu lado, em especial a minha Mãe Hermelina Pereira de Novais com sua vontade de viver que sempre me inspirou e aos meus irmãos que estão sempre torcendo e vibrando com as minhas conquistas.

Agradeço à Andréa Novais, minha amada esposa, sempre presente que em todos os momentos, sem seu incentivo constante este trabalho não se concretizaria.

Peço desculpas aos meus queridos amigos que não foram citados nominalmente, o sentimento de gratidão que tenho por vocês não diminui em nada.

E assim adormece esse homem
Que nunca precisa dormir pra sonhar
Porque não há sonho mais lindo do que sua
terra.

João Valentão - Dorival Caymmi

Porque tanto carinho e amor
por estas terras ásperas?
Não sei. Mistério é assim.
Está ai e ninguém sabe.

Raquel de Queiroz

Resumo

Na presente tese estudamos as propriedades estáticas e dinâmicas de nanodiscos e nanoelipses, utilizando a teoria do micromagnetismo, para isso utilizamos a ferramenta computacional OOMMF. Os resultados obtidos com este método foram comparados com os resultados encontrados através da utilização dos métodos analíticos e experimentais desenvolvidos durante a tese e por meio de colaborações.

As configurações magnéticas de monodomínio planar e perpendicular e vórtice para discos e para elipses são bem conhecidas. Estas configurações dependem dos tamanhos das nanoestruturas, os quais modificam os termos de energia que estão envolvidos na teoria micromagnética. Partimos dessas características conhecidas e realizamos um estudo sistemático do papel da anisotropia uniaxial no eixo-z sobre as nanoestruturas. Assim, elaboramos um modo no qual pudéssemos alterar este termo e com ele alterar os efeitos nas nanoestruturas. A primeira parte da tese consistiu em estudar as características estáticas das nanoestruturas com a presença da anisotropia para tanto, investigamos como este fator influencia o vórtice magnético.

Observamos a partir das simulações que o aumento da anisotropia perpendicular modifica o raio do núcleo do vórtice. A dependência do raio do núcleo do vórtice com a anisotropia foi, também derivada de um modelo analítico, tendo uma boa concordância com a simulação. O crescimento da anisotropia leva a mudanças na configuração magnética, ou seja, a configuração de vórtice altera para a de skyrmion e em seguida para monodomínio perpendicular. Em experimentos, utilizando XMCD-PEEM e MFM, observamos que os núcleos dos vórtices em discos formados em multicamadas de cobalto/platina (Co/Pt) possuem o mesmo comportamento que nas simulações.

De forma mais ampla, obtivemos diagramas de fase para discos e elipses com anisotropia uniaxial. Nos diagramas obtidos para os discos encontramos as seguintes configurações: monodomínio planar e perpendicular, vórtice magnético e skyrmion. Estes diagramas estão de acordo com os obtidos analiticamente. O skyrmion foi observado nos diagramas apenas com o termo de anisotropia perpendicular, ou seja, sem a interação de Dzyaloshinskii-Moriya. Para as elipses, além das configurações observadas para os discos, encontramos, também, configuração de duplo vórtice e

vórtices laterais. A inclusão do termo de anisotropia implica a alteração das fronteiras e nas configurações magnéticas dos diagramas quando comparados com os sem anisotropia.

Obtivemos curvas de histerese para estudar o papel da anisotropia sobre a aniquilação dos núcleos dos vórtices em discos. Deste modo, obtivemos os campos de aniquilação e os comparamos com os obtidos analiticamente, em ambos os métodos os campos diminuem com o aumento da anisotropia perpendicular. A deformação do núcleo do vórtice foi evidenciada a partir das simulações micromagnéticas. O método analítico utilizou uma aproximação que não permite ao núcleo variar de forma ou tamanho. A deformação se torna maior para altas anisotropias perpendiculares. A deformação não depende do raio do disco, mas sim da distância relativa do núcleo do vórtice a partir do centro do disco.

Ao considerarmos as propriedades dinâmicas estudamos como a anisotropia age sobre a frequência natural e sobre a velocidade crítica de inversão da polaridade do núcleo do vórtice. Observamos que para maiores anisotropias as frequências dos núcleos são menores, o mesmo efeito ocorre para a velocidade crítica. Além disso, observamos que a distância em relação ao centro do disco em que ocorre a inversão é menor para maiores anisotropias. Este resultado levou a estudarmos o acoplamento entre um par de vórtices em discos distintos que interagem magneticamente. Excitando por campos magnéticos apenas um dos vórtices, este induz um movimento no outro vórtice. Assim, com o acoplamento entre os discos com anisotropias diferentes e como os raios onde ocorre a inversão são diferentes, mostramos que é possível excitar um dos discos e inverter a polaridade do núcleo do outro.

O movimento coletivo dos vórtices magnéticos também foi estudado considerando um arranjo com 100 nanodiscos. Este arranjo tem uma distribuição normal nos diâmetros dos discos. Os resultados mostraram um novo efeito - o eco de vórtice magnético - que surgiu a partir da reorganização (refocalização) da magnetização total do arranjo. Este efeito oferece uma forma de caracterizar a matriz quanto à homogeneidade e intensidade da interação entre seus elementos. Mostramos ainda, de forma análoga, um modelo analítico que descreve o eco de spin em ressonância magnética; esse modelo pode ser usado para explicar a maioria das características do eco de vórtice magnético encontrado a partir da simulação micromagnética.

Palavras-chave: Nanomagnetismo; Simulação computacional; Configuração magnética; Vórtice magnético; Skyrmion.

Abstract

In this work we study the static and dynamic properties of nanodisks and nanoellipses, using the micromagnetic theory. The computational tool used was OOMMF. The results obtained with this method were compared with the results obtained by using the analytical and experimental methods developed in the thesis and through collaborations. Magnetic nanostructures have attracted the attention of many workers in recent years, particularly nanodots with magnetic vortex and the skyrmions configuration.

The magnetic configurations of single domain in planar and perpendicular magnetization direction and vortex in nanodisks and nanoellipses are well known. These configurations depend on the size of nanostructures, which modifies the energy terms involved of the micromagnetism theory. Therefore, starting from these known characteristics and conducting a systematic study of the role of the uniaxial anisotropy along the z-axis of the nanostructures, we developed a method in which we could change this term and analyze how it affects the nanostructures. Thus, the first part of the thesis consists of the study of static characteristics of nanostructures with uniaxial anisotropy, and an investigation on how this anisotropy influences the magnetic vortex.

We have observed that simulations with increased perpendicular anisotropy modify the vortex core radius. The dependence of the vortex core radius with the anisotropy is derived from an analytical model, with good agreement with our simulation. The increase of the anisotropy leads to changes in the magnetic configuration, i.e., the vortex configuration changes to skyrmion first and then to simple perpendicular domain. In experiments using XMCD-PEEM and MFM, we observed that the multilayer cobalt/platinum (Co/Pt) disks have the same behavior as in the simulations.

We have also obtained phase diagrams for disks and ellipses with uniaxial anisotropy. In the disk diagrams the following configurations have been found: planar and perpendicular single domain, magnetic vortex and skyrmion. These diagrams are in agreement with those obtained analytically. The skyrmion was observed in the diagrams with only the perpendicular anisotropy term, in other words, without the Dzyaloshinskii-Moriya interaction. For ellipses, in addition to the configurations

observed for the disks, we also detected a configuration with double vortex and vortices in the lateral surface. The inclusion of an anisotropy term implies a change of both the boundaries and the magnetic configurations of diagrams when compared to those without it.

Hysteresis curves have been obtained for the study of the role of the anisotropy on the annihilation of the core vortices on disks. The annihilation field has the same behavior in both the analytical and numerical calculations, namely, increasing the perpendicular anisotropy implies a decreasing of the annihilation field. The deformation of the vortex core was observed from micromagnetic simulations, but our analytical approach does not permit the change of the core shape or the size, when the perpendicular anisotropy and/or the thickness of the disk are varied. The deformation becomes larger for high perpendicular anisotropy. The deformation does not depend on the disk radii, although it depends on the relative distance from the vortex core to the center of the disk.

Concerning the dynamic properties of the vortex we study how the anisotropy acts on the natural frequency and the critical velocity of polarity inversion of the vortex core. We note that for large anisotropy the frequencies of the cores are smaller, and the critical velocity is also reduced. Furthermore, we note that the distance from the disk center where the inversion occurs is smaller for higher anisotropy. This result led us to study the coupling between a pair of vortices in separate disks that interact magnetically. Exciting only one of the vortices by magnetic field, its motion induces motion in the other. Therefore, with the coupling between the disks with different anisotropies and radii, we show that it is possible to excite one of the disks and reverse the core polarity of the other.

The collective motion of magnetic vortices has also been studied considering an array with 100 nanodisks. This arrangement has a normal distribution of disk diameters. The results show a new effect - the magnetic vortex echo - which emerged from the reorganization (refocusing) of the total magnetization arrangement. This effect provides a way to characterize the homogeneity and intensity of interaction between its elements. We also show, analogously, an analytical model that describes the spin echo in magnetic resonance. This model can be used to explain most of the characteristics of the magnetic vortex echo found by micromagnetic simulation.

Keywords: Nanomagnetism; Computational simulation; Magnetic configuration; Magnetic vortex; Skyrmion.

Lista de Figuras

2.1	Esquema de discretização de uma amostra em 2D.	12
3.1	Curva esquemática da coercividade versus diâmetro de uma partícula de material magnético macio. A figura mostra quatro regimes magnéticos, superparamagnético, monodomínio bloqueado, vórtice, e multidomínio [39].	18
3.2	Vórtice magnético obtido via simulação, mostrando em destaque seu núcleo. Em (a) as cores representam diferentes sentidos do momento magnético no plano do disco, enquanto que em (b) a amplitude fora do plano indica a componente do momento magnético perpendicular ao disco visto em perspectiva.	20
3.3	Perfil do núcleo do vórtice, mostrando um corte horizontal em x vemos que $M_z = 0$ até o núcleo do vórtice, anterior à formação do núcleo tem uma depressão no sentido oposto, em seguida surge o núcleo do vórtice.	22
3.4	Imagem obtida por microscópio de força magnética (MFM) de um arranjo de discos de permalloy.	23
3.5	Imagem obtida por microscopia de Lorentz de um arranjo de discos de cobalto.	24
3.6	Os quatros estados degenerados de uma estrutura que apresenta um único vórtice. As setas brancas, no plano dos discos ilustram o sentido de rotação da magnetização.	25
3.7	Nanoponto magnético de material macio e forma elipsoidal exibindo dois vórtices de polaridades e circulações opostas, esta configuração magnética foi obtida por simulação micromagnética.	27

3.8	A figura 3.8(b) mostra um disco que não está submetido a campo magnético, o vórtice magnético encontra-se no centro do disco, enquanto a figura 3.8(a) mostra um disco que está submetido a um $H_y > 0$ e na figura 3.8(c) o disco está submetido a um $H_y < 0$	28
3.9	Ciclo de histerese para um vórtice magnético em um disco de permalloy com $D = 500$ nm e $L = 20$ nm.	29
3.10	Na (a) Variação da magnetização $M_{x(t)}$ para o movimento do núcleo do vórtice, com $\alpha = 0.1$, retornando ao centro do disco, já em (b) mostramos como M_y varia com M_x o que nos dá uma ideia do caminho percorrido pelo núcleo do vórtice.	31
3.11	Frequência natural de oscilação do núcleo do vórtice, obtida via a transformada de Fourier da magnetização mostrada na figura 3.10.	32
3.12	Esquema da inversão da polaridade do núcleo do vórtice magnético.	33
3.13	Evolução temporal da distância do núcleo do vórtice a partir do centro do disco para várias amplitudes de campos girantes, para um disco de $2R = 500$ nm, espessura de $L = 20$ nm e anisotropia perpendicular nula ($K_z = 0$).	34
3.14	Mostra a evolução do perfil do núcleo do vórtice estático e dinâmico e o giro-campo.	36
3.15	Esquema de um skyrmion em uma material magnético bidimensional. As setas representam a direção de magnetização. O campo magnético \vec{B} está aplicado no sentido de $+z$	37
3.16	A figura mostra a configuração magnética do filme de $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}\text{Si}$ em duas situações em (a) sem campo magnético aplicado a estrutura é helicoidal e em (b) uma rede de skyrmions aparece com campo magnético aplicado perpendicular ao plano.	38
3.17	Esquema do diagrama de fase para o MnSi.	39
4.1	Os pontos triangulares representam o perfil do núcleo do vórtice obtido via simulação micromagnética, a linha vermelha representa o ajuste da pseudo-Voigt, o qual utilizamos para obter o raio do núcleo do vórtice (r_c).	46
4.2	Imagem dos discos de multicamada Co/Pt obtida por microscopia de força magnética.	48

4.3	Dependência da forma do núcleo do vórtice com a anisotropia perpendicular para um disco de $D = 500$ nm e para a espessura $L = 20$ nm. Na inserção mostramos em detalhe a parte negativa (depressão) da magnetização dos núcleos dos vórtices.	49
4.4	Diâmetro do núcleo do vórtice <i>versus</i> anisotropia perpendicular. A linha contínua vermelha representa o modelo analítico (equação (4.12)), enquanto que os símbolos representam a simulação micromagnética para 5 diâmetros distintos.	50
4.5	Dependência do diâmetro do núcleo do vórtice com a anisotropia efetiva. Os círculos sólidos (vermelhos) foram obtidas experimentalmente por microscopia de força magnética; a amostra é constituída de multicamada cobalto/platina (Co/Pt). A linha contínua (azul) foi obtida por modelo analítico. Os pontos quadrados (pretos) foram obtidos via simulação numérica utilizando o OOMMF.	51
4.6	Configurações de spins para os nanodiscos de cobalto com $d = 250$ nm e $L = 2$ nm obtidas via simulação micromagnética em função da anisotropia perpendicular. I-a núcleo do vórtice pequeno com $K_z \sim 0$, I-b núcleo do vórtice grande para $K_z < 1100$ kJ/m ³ , II-c núcleo do vórtice grande para $K_z > 1050$ kJ/m ³ com magnetização perpendicular nas bordas, configuração tipo skyrmion e III-d monodomínio com magnetização perpendicular ao plano para $K_z > 1200$ kJ/m ³	52
4.7	Configurações magnéticas para anisotropias perpendiculares maiores que $K_z = 1190$ kJ/m ³ . Em (a) skyrmion, (b) configuração com magnetização alternada na borda do disco e em c multidomínio com magnetização alternada no eixo z em anéis concêntricos.	54
4.8	a) Imagem obtida por XMCD-PEEM dos discos formados por multicamadas Cobalto/Platina (Co/Pt) para diâmetros de $2R = 1\mu\text{m}$. b) Destacamos o disco com círculo vermelho, que apresenta a estrutura de vórtice magnético, c) Simulação do disco magnético com o OOMMF, com as características dos discos da matriz real. A imagem do disco simulado é mostrada com o mesmo contraste da imagem obtida experimentalmente.	55
4.9	a) Imagem de XMCD-PEEM de um disco com diâmetro de $1\mu\text{m}$ de multicamada de $[\text{Co}_{0.6}/\text{Pt}_2]_{\times 6}$. Em b) , configuração de spin simulada para um disco com o mesmo tamanho na região II no diagrama de fase da figura 4.4.	56

- 5.1 Diagrama de fase esquemático dos nanodiscos magnéticos para os nanodiscos com diferentes anisotropias perpendiculares. A região **a** representa a configuração magnética tipo monodomínio com magnetização paralela ao plano xy , em **b** configuração magnética tipo monodomínio com magnetização perpendicular ao plano xy , **c** configuração magnética tipo vórtice, **d** skyrmion e **e** configuração magnética tipo vórtice com uma componente de magnetização perpendicular ao plano xy , ao longo de todo o nanocilindro, ver figura 5.3. 64
- 5.2 Diagramas de fase para nanopontos circulares representados com a altura (L) e o raio (R) dos nanodiscos em termo do comprimento de troca l_{tr} . Os diagramas de fase representam as configurações magnéticas que possuem menor energia para diferentes anisotropias perpendicular: **a**) $K_z = 0 \text{ kJ/m}^3$, **b**) $K_z = 100 \text{ kJ/m}^3$, **c**) $K_z = 200 \text{ kJ/m}^3$, e **d**) $K_z = 360 \text{ kJ/m}^3$. As diferentes configurações magnéticas estão etiquetadas como mostra a figura 5.1, onde **a**) monodomínio paralelo ao plano, **b**) monodomínio perpendicular ao plano, **c**) vórtice, **d**) configuração dada em e **e**) skyrmion. 65
- 5.3 Configurações magnéticas dos nanodiscos apresentados no diagrama de fase na figura (5.2). As configurações magnéticas ocupam uma determinada região no diagrama de fase, como mostrado no esquema da figura (5.1). Região **a** monodomínio planar, **b** monodomínio perpendicular, **c** vórtice, **d** skyrmion e **e** vórtice com componente de magnetização perpendicular ao longo do nanocilindro. 66
- 5.4 Diagramas de fase para nanodiscos de altura de $L = 10 \text{ nm}$ em função da anisotropia perpendicular, K_z , expressa em termo do raio reduzido pelo comprimento de troca, l_{tr} . A linha contínua (vermelha) representa o diagrama de fase obtido via simulação micromagnética, enquanto a linha tracejada (preta) representa o diagrama de fase obtido por método analítico. As configurações magnéticas são: **a** monodomínio planar, **b** monodomínio perpendicular ao plano, **c** vórtice magnético, **d** skyrmion. 67

5.5 Diagrama de fase para nanopontos elípticos sem anisotropia perpendicular ($K_z = 0$) em função das dimensões reduzidas pelo comprimento de troca (l_{tr}). O diagrama de fase é derivado das configurações que têm energia mínima em cada região, em todos os caso a razão entre os eixos é $a/b = 2$. As configurações magnéticas são: **A** monodomínio com magnetização paralela ao plano xy , **B** monodomínio com magnetização perpendicular ao plano xy , **C** configuração tipo vórtice, **D** configuração tipo duplo vórtice – ver figura 5.6, **E** configuração vórtice lateral – ver figura 5.8E 68

5.6 Configurações magnéticas das nanoelipses para anisotropia perpendicular nula. As configurações magnéticas são: **A** monodomínio com magnetização paralela ao plano xy , **B** monodomínio com magnetização perpendicular ao plano xy , **C** configuração tipo vórtice, **D** configuração tipo duplo vórtice. 69

5.7 Diagrama de fase para nanopontos elípticos com altura $h = 50$ nm com anisotropia perpendicular K_z vs a/l_{tr} , eixo maior reduzido em termo do comprimento de troca. As configurações são: **B** monodomínio com magnetização perpendicular ao plano xy , **C** configuração tipo vórtice, **E** configuração tipo vórtice lateral, **F** configuração tipo vórtice modificada, **G** configuração tipo vórtice lateral duplo – ver figura 5.8. 70

5.8 Configurações magnéticas dos nanopontos elípticos com anisotropia perpendicular estamos mostrando o plano e o corte lateral dos elementos magnéticos. **E** no plano configuração bidomínio com um único vórtice lateral, **F** configuração tipo vórtice modificado, **G** configuração tridomínio no plano com duplo vórtice lateral. A configuração **E** está presente no diagrama sem K_z (figura 5.5), porém **F** e **G** só aparecem no diagrama com anisotropia perpendicular K_z 71

6.1 a) Perfil do núcleo do vórtice correspondente aos discos com $D = 500$ nm, $L = 10$ nm para $K_z = 0$ e 300 kJ/m³; b) e c) mostram a magnetização de um nanodisco com $K_z = 0$ e 300 kJ/m³ e $L = 10$ nm. d) perfil do núcleo do vórtice correspondente aos nanodiscos com $D = 500$ nm, $L = 30$ nm para $K_z = 0$ e 165 kJ/m³. e) e f) representam a magnetização para $K_z = 0$ e 165 kJ/m³ para $L = 30$ nm. Nota-se que de a) para d) a profundidade da parte negativa da magnetização (a depressão no núcleo do vórtice) aumenta. 77

- 6.2 Relação geométrica entre o núcleo do vórtice, definido pela linha tracejada, e o nanodisco. **a)** Ilustração do ângulo ϕ_m que depende do raio do disco, R , raio do núcleo do vórtice, b , e a separação entre o centro do disco e o centro do núcleo do vórtice, x . **b)** Representação do raio ρ_m , que depende de R , e x , e do ângulo ϕ entre x e ρ_m 80
- 6.3 Campos de aniquilação *versus* diâmetro do nanodisco **(a)** as curvas foram obtidas por simulação micromagnética e **(b)** as curvas foram obtidas por método analítico. Estes gráficos mostram a influência da anisotropia perpendicular no campo de aniquilação para diferentes diâmetros. 83
- 6.4 Campos de aniquilação *versus* diâmetro do nanodisco **(a)** as curvas foram obtidas por simulação micromagnética e **(b)** as curvas foram obtidas por método analítico. Estes gráficos mostram a influência da anisotropia perpendicular no campo de aniquilação para diferentes diâmetros. 84
- 6.5 Campos de aniquilação *versus* diâmetro do nanodisco **(a)** as curvas foram obtidas por simulação micromagnética e **(b)** as curvas foram obtidas por método analítico. Estes gráficos mostram a influência da anisotropia perpendicular no campo de aniquilação para diferentes diâmetros. 84
- 6.6 Mudança da forma do núcleo de vórtice para $L = 10$ nm, $D = 500$ nm e $K_z = 300$ kJ/m³ na posição imediatamente antes de ser expulso do disco. **a)** perfil do núcleo do vórtice ao longo do eixo x (linha pontilhada vermelha) e ao longo do eixo y (linha contínua azul). **b)** representação do disco com vórtice e em **c)** o núcleo do vórtice em detalhe. 85
- 6.7 Mudança da forma do núcleo de vórtice para $L = 30$ nm, $D = 500$ nm e $K_z = 165$ kJ/m³ na posição imediatamente antes de ser expulso do disco. A figura **a)** mostra o perfil do núcleo do vórtice ao longo do eixo x (linha pontilhada vermelha) e ao longo do eixo y (linha contínua azul), em **b)** imagem do disco e em **c)** o núcleo do vórtice em detalhe. 86
- 6.8 A deformação $\delta = (r_y - r_x)/r_x$ para $K_z = 0$ kJ/m³, $L = 10, 20, \text{ e } 30$ nm para os diâmetros $D = 400, 500, 750 \text{ e } 1000$ nm *versus* posição do núcleo do vórtice normalizada ($P_{\text{núcleo}}/R$). A inserção mostra a deformação dividida pela espessura do disco, para diferentes valores de L , *versus* posição do núcleo do vórtice. Nota-se que uma lei de escala é aparente na deformação do núcleo do vórtice. 88

6.9	A deformação $\delta = (r_y - r_x)/r_x$ para $K_z = 100 \text{ kJ/m}^3$, $L = 10, 20$, e 30 nm para os diâmetros $D = 400, 500, 750$ e 1000 nm <i>versus</i> posição do núcleo do vórtice normalizada ($P_{\text{núcleo}}/R$). A inserção mostra a deformação dividida pela espessura do disco, para diferentes valores de L , <i>versus</i> posição do núcleo do vórtice. Nota-se que uma lei de escala é aparente na deformação do núcleo do vórtice.	89
7.1	Dependência da autofreqüência ω_{K_z} com a anisotropia perpendicular, K_z , para disco com $2R = 500 \text{ nm}$ e espessura de $L = 20 \text{ nm}$	93
7.2	Evolução temporal da distância do núcleo do vórtice a partir do centro do disco para várias amplitudes de campos girante, para um disco de $2R = 500 \text{ nm}$, espessura de $L = 20 \text{ nm}$ e anisotropia perpendicular de $K_z = 100 \text{ kJ/m}^3$	95
7.3	A evolução temporal da distância radial entre o núcleo do vórtice e o centro do disco para a mesma amplitude de campo magnético para o disco de $2R = 500 \text{ nm}$ e espessura de $L = 20 \text{ nm}$ para diferentes valores de anisotropia perpendicular - K_z	96
7.4	Relação entre o raio crítico (R_{crit}) e a anisotropia perpendicular para disco com diâmetro de $2R = 500 \text{ nm}$ e espessura de $L = 20 \text{ nm}$	97
7.5	Relação entre a velocidade crítica do núcleo do vórtice (v_{crit}) e o inverso do raio do núcleo do vórtice r_c^{-1} para um disco de $2R = 500 \text{ nm}$ e espessura de $L = 20 \text{ nm}$, com a anisotropia perpendicular variando. A linha vermelha contínua é um ajuste linear na forma de $v_{\text{crit}} = Ar_c^{-1}$. 98	98
7.6	Em (a) mostramos que a amplitude de M_x do disco 1 excitado (linha vermelha) e a amplitude de M_x do disco 2 (linha preta) induzido pelo disco 1 são as mesmas. Em (b) mostramos que as posições dos núcleos dos vórtices são as mesmas para os discos excitado (linha vermelha) e induzido (linha preta).	99
7.7	Esquema do par de discos com diferentes anisotropias perpendiculares. 100	100
7.8	Distância radial dos núcleos dos vórtices em um sistema com dois discos. Em a) o disco 1 com $K_z = 0$, e campo magnético girante com diferentes amplitudes aplicados sobre ele; b) disco 2 com diferentes valores de anisotropia perpendicular e sem campo magnético girante aplicado.	101

- 8.1 O gráfico mostra de forma esquemática a formação do eco de vórtice magnético, cada figura é composto pela superposição de 100 discos de uma matriz 10×10 107
- 8.2 Eco de vórtice magnético obtido via simulação micromagnética (linha preta) para a matriz de discos 10×10 e para $d = \infty$ 109
- 8.3 Variação de $1/T_2$ obtidos ajustando as curvas de intensidade do eco *versus* τ para $M_0 \exp(-\tau/T_2)$, como função de α , para $D = 250$ nm, $\sigma = 10$ nm, $d = \infty$; a linha contínua é um ajuste linear. 114
- 8.4 Variação de T_2^* *versus* d^{-1} para a matriz de nanodiscos de 10×10 com a distribuição de diâmetro centrado em $D = 250$ nm ($\sigma = 10$ nm), $\alpha = 0.001$ e separação d ; a linha contínua é o melhor ajuste da equação (8.14). 115
- 8.5 Variação de T_2^* *versus* d^{-1} para a matriz de nanodiscos de 10×10 com a distribuição de diâmetro centrado em $D = 250$ nm ($\sigma = 10$ nm), $\alpha = 0.001$ e separação d ; a linha contínua é o ajuste linear. Inserção **a)** mostra a eco de vórtice magnético para $d = 550$ nm, $\tau = 30$ ns, $\alpha = 0.001$ 116

Lista de Tabelas

2.1	Valores das constantes micromagnéticas do cobalto e do permalloy.	7
3.1	As combinações da polaridade com a circulação em estruturas que apresentam um único vórtice.	25
4.1	Valores utilizados para o cobalto e o permalloy na simulação micromagnética.	47

Sumário

Agradecimentos	vii
Resumo	xi
Abstract	xiii
Lista de Figuras	xv
Lista de Tabelas	xxiii
1 Introdução	1
2 Teoria do micromagnetismo	5
2.1 Equação do Micromagnetismo	6
2.1.1 Equação do movimento	9
2.2 Solução Numérica da Equação LLG	11
2.2.1 Método de diferença finita (MDF)	12
2.2.2 Método de Euler	13
2.2.3 Método de Runge-Kutta	14
2.3 Object Oriented MicroMagnetic Framework - OOMMF	14
3 Aplicação do Micromagnetismo	17
3.1 Superparamagnetismo	17
3.2 Monodomínio	19
3.3 O vórtice magnético	20
3.3.1 Núcleo dos vórtices magnéticos	22
3.4 Dinâmica do vórtice magnético	26

3.4.1	Vórtice magnético submetido a campo magnético estático . . .	27
3.4.2	Inversão do núcleo do vórtice	31
3.5	Skyrmions	36
4	Diâmetro do núcleo do vórtice	41
4.1	Aumento dos núcleos dos vórtices	41
4.1.1	Método Analítico	42
4.2	Resultados	48
5	Diagramas de fase	59
5.1	Diagrama de fase para nanodiscos	61
5.2	Resultado	63
5.3	Diagrama de fase para nanoelípticos	69
6	Aniquilação e deformação do núcleo do vórtice	75
6.1	Simulação numérica	77
6.2	Modelo analítico	79
6.3	Resultados e Discussão	82
6.4	Conclusões parciais	88
7	Inversão direta e indireta do núcleo do vórtice	91
7.1	Inversão da polaridade do núcleo do vórtice	92
7.2	Inversão indireta da polaridade do núcleo do vórtice	97
8	Eco de vórtice magnético	105
8.1	Modelo para o eco de vórtice magnético	108
8.2	Simulação micromagnética do eco de vórtice magnético	113
9	Conclusões	121
A	As energias do micromagnetismo	125
A.1	Energia de Troca	125
A.2	Energia Dipolar ou Magnetoestática	128

A.3 Energia de Anisotropia	130
A.4 Energia de Zeeman	131
B Artigos publicados durante a elaboração da Tese de Doutorado	135
Referências Bibliográficas	157

Capítulo 1

Introdução

Uma escala estudada intensamente nas últimas décadas é a nanométrica, onde lidamos com distância da ordem de 10^{-9} m = 1nm. A partir desta escala, novos fenômenos foram observados e explicados, resultando assim, em aplicações tecnológicas em diversas áreas do conhecimento. Nasceram, dessa forma, as áreas que conhecemos hoje como Nanociência e Nanotecnologia. A redução dos objetos estudados vem com o avanço nos métodos de produção e análise das amostras desenvolvidos nas últimas décadas [1–4]. Nesta nova escala surgiram novos fenômenos não previstos e/ou não observados para a dimensão macroscópica. Assim, passado mais de 400 anos da publicação do livro *De Magnete* escrito por William Gilbert, que concentrava a sua atenção no geomagnetismo e comparando com a escala nanométrica, que atrai a atenção de um grande número de cientistas, reduzimos a escala do objeto de estudo em 14 ordens de grandeza [1–3].

O estudo das propriedades dos sistemas magnéticos nanoestruturados foi intensificado de maneira notável nos últimos anos. O aprimoramento no controle dos processos de produção e caracterização destes sistemas tornou possível uma excursão a um conjunto de informações físicas de um mundo até então desconhecido. Isto tem levado a inúmeros benefícios, tanto no campo tecnológico quanto no desenvolvimento da compreensão de fenômenos envolvidos nesta escala, que aumenta com o grau de controle da estrutura fina da matéria. Nanopartículas magnéticas formam sistemas físicos que são relevantes para muitas aplicações, tais como meios de

gravação magnética e magneto-óptica, materiais biomédicos e ímãs permanentes.

De modo geral, para a compreensão dos novos fenômenos referentes à baixa dimensionalidade de sistemas magnéticos, devemos considerar os efeitos relacionados à quantidade reduzida de átomos que compõem cada amostra magnética (efeitos de tamanho finito), assim como, a contribuição de efeitos de superfície, pois à medida que se reduz o tamanho de uma amostra aumenta a quantidade relativa de átomos que compõem a superfície.

Nesta tese de doutorado o termo nanomagnetismo tem uma dimensão um pouco alargada, indo desde de alguns nanômetros até poucos micrometros, $10 < D < 10000$ nm. Estes sistemas abrangem uma grande variedade de fenômenos relacionados com magnetismo em escala nanométrica. Em sistemas magnéticos menores, há muitas propriedades novas e interessantes diferentes das propriedades do material volumétrico [1–3]. Estudos no campo do nanomagnetismo incluem a exploração não só de uma nova física, mas suas possíveis aplicações para dispositivos existentes ou para futuros. Podemos citar como exemplo a descoberta da magnetorresistência gigante [5, 6], de interesse na física básica e logo utilizado nas cabeças de leitura dos discos rígidos. A. Fert [5] e P. Grünberg [6] foram premiados com Nobel de Física no ano de 2007 pela descoberta da magnetorresistência gigante. Outros novos fenômenos que ocorrem em função das dimensões reduzidas de tais sistemas são: magnetoresistência túnel, movimento de parede de domínio em nanofitas, movimento girotrópico e inversão da polaridade do núcleo do vórtice em nanopontos, onda de spin quantizada em filmes finos [3].

Objetos em escala nanométrica, atualmente, podem ser fabricados com boa definição. Entre os exemplos estão: filmes ultrafinos ou multicamadas, nanofitas e nanopontos, tais como, retangulares, circulares, elípticos e outros. Estas estruturas magnéticas possuem propriedades físicas muito interessantes e potenciais para diversas aplicações tecnológicas. Estes objetos podem apresentar como mínimo de energia várias configurações magnéticas: (i) monodomínio – quase uniforme no plano, (ii) monodomínio perpendicular ao plano, (iii) vórtices magnéticos [1] e (iv) skyrmion

[7]. Estes estados têm sido observados com diferentes técnicas experimentais, entre elas: Microscopia de força magnética, Kerr magnético-óptico, microscopia de Lorentz, microscopia de tunelamento com spin polarizado, etc [8–11].

Os vórtices magnéticos têm atraído grande interesse dos pesquisadores que lidam com materiais magnéticos nanoestruturados [12], isto porque o vórtice magnético revela propriedades dinâmicas ricas e não triviais, especialmente a baixas frequências (ou seja, na faixa sub-GHz). Além disso, o estado de vórtice magnético conduz a uma modificação considerável na natureza da excitação do spin em comparação com o estado uniforme (monodomínio) [13]. O vórtice magnético preenche duas características interessantes para o uso em dispositivos; a primeira é a possibilidade de alta densidade de vórtices, pois eles têm baixa interação entre os vizinhos e a segunda característica é sua alta estabilidade [14].

Vórtices magnéticos são estruturas em que os momentos magnéticos são tangenciais a círculos concêntricos no plano da estrutura. O centro do vórtice tem uma singularidade – o núcleo do vórtice, em que a magnetização aponta para fora do plano. Vórtices magnéticos têm sido observados por muitas técnicas experimentais, como a microscopia de força magnética [15], microscopia de transmissão com spin polarizado [11], microscopia de raios-X [14] ou inferida a partir de curvas de histerese [8]; eles também são estudados por modelagem teórica [16–21].

As aplicações propostas para nanopontos magnéticos com vórtices incluem uso na memória magnética padronizada [22], como elementos de magneto-resistência em memórias de acesso aleatório (Magnetoresistive random-access memory – MRAM) [23, 24]; nano-osciladores com transferência de spins baseados em vórtices magnéticos (Vortex based spin transfer oscillators – VSTNOs), usado como gerador de microondas adequados para a integração em dispositivos [25–32]; Microdiscos bio-funcionalizados para tratamento do câncer [33, 34]. Eles também representam um sistema chave para entender o magnetismo em dimensões reduzidas: por exemplo, uma rede quadrada vórtice-antivórtice foi proposta como um sistema modelo para o estudo da condensação de Bose-Einstein [35].

Neste trabalho estudamos propriedades magnéticas de nanodiscos e nanoelipses com destaque para a influência da anisotropia uniaxial sobre estas estruturas. O estudo se deu primordialmente através da simulação micromagnética e com este método pudemos interpretar as medidas experimentais e comparar com os resultados de modelos teóricos. Podemos dividir a tese em duas partes: os capítulos [2] e [3] são a base teórica para explicar os nossos resultados, enquanto nos capítulos [4] ao [7] estão sistematizados os resultados referente à tese.

Os resultados podem ser divididos da seguinte forma, nos capítulos [4] e [5] apresentamos as propriedades estáticas das nanopartículas. Nos capítulos [6], [7] e [8] são apresentados os resultados referentes a partir da dinâmica dos vórtices magnéticos.

Logo, de forma geral os capítulos contêm:

No capítulo [4] começamos a mostrar nossos resultados no estudo das propriedades estáticas das nanopartículas. Neste capítulo, mostramos os efeitos da anisotropia uniaxial sobre o núcleo do vórtice, ou seja, um modo de controlar o diâmetro do núcleo .

No capítulo [5] mostramos os diagramas de fase que encontramos para os nanodiscos e nanoelipses com a presença da anisotropia perpendicular no sistema.

No capítulo [6] foi demonstrado como a aniquilação do núcleo do vórtice depende do diâmetro do disco e da anisotropia perpendicular.

No capítulo [7] estudamos o acoplamento entre discos em um par com anisotropias diferentes, com isto mostramos como a velocidade crítica de inversão do núcleo do vórtice é alterada em um sistema com anisotropia uniaxial e como inverter a polaridade do vórtice magnético de modo indireto.

No capítulo [8] tratamos de um comportamento coletivo em uma matriz de discos, onde mostramos a existência de um fenômeno análogo ao eco de spin em ressonância nuclear magnética, que chamamos de eco de vórtice magnético.

O capítulo [9] contém as conclusões gerais do trabalho.

Capítulo 2

Teoria do micromagnetismo

A descrição microscópica de materiais magnéticos envolve o spin como a entidade física relevante, com interações que dão origem às suas propriedades macroscópicas mensuráveis. Isto implica que a sua abordagem é realizada por grandezas discretas. Contudo, uma outra abordagem, muito utilizada para descrever os materiais magnéticos, é conhecida como micromagnetismo. Neste caso, utilizam-se variáveis contínuas para descrever as grandezas físicas envolvidas no material magnético. Esta abordagem foi desenvolvida por Brown tendo como pré-requisito a energia de troca escrita na forma contínua por Landau e Lifshitz e a descrição da energia de acoplamento magnetoelástico por Beck e Döring [36, 37].

Logo, no micromagnetismo a magnetização da amostra é contínua, deste modo, não existem flutuações significativas do módulo da magnetização local com a posição. Assim, o vetor magnetização local varia apenas em direção, mantendo a sua grandeza constante [1], escrita na forma:

$$\vec{M}(\vec{r}) = M_s \vec{m}(t) \quad ; \quad |\vec{m}(t)| = 1 \quad (2.1)$$

Landau e Lifshitz mostraram que a estrutura de domínios magnéticos é uma consequência natural da competição entre as formas de energia que constituem a energia total do sistema [38]. A magnetização $\vec{M}(\vec{r})$ na amostra é obtida a partir da minimização da energia total [39].

As equações de Brown expressam a condição de mínimo para uma dada configuração magnética e serão discutidas na seção [2.1]. As equações de Brown [40] dão as propriedades matemáticas e os fundamentos físicos para a descrição dos materiais magnéticos com tamanhos micrométricos. Contudo, por falta de uma definição precisa que separe as escalas nonométrica e micrométrica [41], neste trabalho chamaremos de nanométricas as amostras magnéticas que tiverem tamanhos compreendidos entre 1 nm até 10 μm .

O grande sucesso do micromagnetismo veio do fato de que com ele pôde-se realizar análise de estrutura de domínios em nanopartículas e em filmes finos, estudo de nucleação e processos de magnetização, cálculos de paredes de domínio e a interpretação dos ciclos de histerese [42]. Além disso, com os recursos computacionais atualmente disponíveis, possibilitam a utilização de métodos numéricos para resolver problemas que permaneciam sem solução, devido à não linearidade das equações do micromagnetismo.

2.1 Equação do Micromagnetismo

A energia livre de Gibbs em uma amostra magnética é composta pela energia de troca, energia magnetostática, energia magnetocristalina, energia magnetoestrutiva e energia de Zeeman. Em muitos casos alguns termos de energia não compõem a energia total do sistema. Neste trabalho, utilizaremos os seguintes termos de energia: troca (E_{tr} equação (A.11)), magnetostática (E_{ms} equação (A.16)), de anisotropia uniaxial (E_{ani} equação (A.24)) e de Zeeman (E_Z equação (A.31)). Fizemos uma breve discussão das energias utilizadas neste trabalho no apêndice [A]. Então, a energia total E_T é:

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{tr}} + E_{\text{ms}} + E_{\text{ani}} + E_Z. \quad (2.2)$$

Logo, a energia total no volume escrita em termos da magnetização reduzida (\vec{m}) fica na forma:

$$E_{\text{tot}} = \int_V \left\{ A \left(\vec{\nabla} \vec{m} \right)^2 - \frac{\mu_0}{2} M_s \vec{m} \cdot \vec{H}_d(M) + K_1 e_{\text{ani}}(\theta) - \mu_0 M_s \vec{m} \cdot \vec{H} \right\} dV \quad (2.3)$$

A equação (2.3) é a energia livre de Gibbs de uma amostra magnética com um campo magnético externo aplicado. Colocando o termo $\mu_0 M_s^2/2$ (referente à energia magnetostática) em evidência na equação (2.3) podemos definir duas grandezas importantes para o micromagnetismo:

$$l_{\text{tr}} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} \quad (2.4)$$

a equação (2.4) é o comprimento de troca associado à escala espacial abaixo da qual a energia de troca domina os efeitos magnetostáticos, e

$$\kappa = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s^2} \quad (2.5)$$

é o parâmetro de rigidez que mede a importância relativa das energias de anisotropia sobre a magnetostática.

Tabela 2.1: Valores das constantes micromagnéticas do cobalto e do permalloy.

Material	Rigidez de troca	Magnetização de saturação	Comprimento de troca
Cobalto	$3,0 \times 10^{-11} \text{ J/m}$	$1400 \times 10^3 \text{ A/m}$	5,20 nm
Permalloy	$1,3 \times 10^{-11} \text{ J/m}$	$860 \times 10^3 \text{ A/m}$	4,70 nm

Em equilíbrio termodinâmico a variação da energia livre de Gibbs é nula, isto é, a energia total é um mínimo, podendo existir um conjunto de soluções devido aos estados metaestáveis [39] logo

$$\frac{\partial G}{\partial \vec{m}} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial^2 G}{\partial \vec{m}^2} > 0 \quad (2.7)$$

Deste modo, obtendo as condições que minimizam a energia livre, isto conduz às equações de Brown. Para encontrar as condições de mínima energia W. F. Brown [40] propôs um método variacional, que se baseia no cálculo da derivada variacional da energia total em relação à magnetização [43]. Deste modo, a minimização da energia leva à condição de que $\vec{m}(\vec{r})$ deve ser paralelo ao campo magnético efetivo (H_{efe}) atuando no ponto \vec{r} . Isso equivale à condição de que o torque exercido pelo campo efetivo sobre a magnetização em cada ponto é zero [1, 44], logo:

$$\mu_0 \vec{m} \times \vec{H}_{\text{efe}} = 0 \quad (2.8)$$

O campo efetivo \vec{H}_{efe} que atua sobre $\vec{m}(\vec{r})$ pode ser obtido realizando a derivada da equação (2.3) com respeito ao vetor magnetização \vec{m} , assim:

$$\vec{H}_{\text{efe}} = \frac{\partial E_{\text{tot}}}{\partial \vec{m}} = \frac{2}{\mu_0 M_s} \vec{\nabla} \left(A(\vec{\nabla} \vec{m}) \right) - \frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial E_A}{\partial \vec{m}} + \vec{H}_{\text{ms}} + \vec{H}_{\text{ext}}. \quad (2.9)$$

O campo efetivo que é derivado dos termos das energias de troca, anisotrópica e magnetostática tem uma interação com $\vec{m}(\vec{r})$ que é equivalente ao efeito do campo magnético externo interagindo com \vec{m} [43].

As equações de Brown são completadas por uma condição de contorno para \vec{m} na superfície do corpo, dada por:

$$\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial \hat{n}} = 0 \quad \implies \quad \frac{\partial \vec{m}}{\partial \hat{n}} = 0 \quad (2.10)$$

onde \hat{n} é o versor normal à superfície. A equação (2.10) não é válida para sistema que possui anisotropia* [46]. Assim, as equações (2.8) e (2.10) são as equações de Brown que determinam as condições em que a energia livre é mínima em casos estáticos no

*Para amostra com anisotropia [45] a equação (2.10) toma a forma:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial \hat{n}} = \frac{K_s}{A} (\vec{m} \cdot \hat{n} [\hat{n} - \vec{m} \cdot \hat{n}] - \left\{ \frac{J_1}{2A} + \frac{J_2}{A} (\vec{m} \cdot \vec{m}') \right\} [(\vec{m} \cdot \vec{m}') \vec{m} - \vec{m}']) \quad (2.11)$$

onde, K_s é a constante de anisotropia, A é a rigidez de troca, J_1 e J_2 são constantes de troca nas superfícies da amostra e $\vec{m}' = d\vec{m}/d\hat{n}$.

micromagnetismo.

2.1.1 Equação do movimento

Como vimos na seção anterior, no equilíbrio podemos determinar a condição do sistema magnético através das equações de Brown. Por outro lado, em situação de não equilíbrio as equações de Brown não descrevem o movimento da magnetização. Deste modo, são necessárias outras equações para descrever a dinâmica da magnetização. Logo, quando $\vec{m} \times \vec{H}_{\text{efe}} \neq 0$ o sistema não está em equilíbrio.

Equação de Landau-Lifshitz

A equação proposta originalmente por Landau e Lifshitz em 1935 [47] é usada para descrever a dinâmica da magnetização. Esta equação baseia-se na ideia de que um campo efetivo irá induzir uma precessão na magnetização da amostra ferromagnética, na forma:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma_e \vec{M} \times \mu_0 \vec{H}_{\text{efe}}, \quad (2.12)$$

onde $\gamma_e = 1,76 \times 10^{11}$ (1/Ts) é a fator giromagnético do elétron.

A dinâmica descrita pela equação (2.12) nos diz que a amplitude de \vec{M} é constante. Logo, a equação (2.12) não pode descrever qualquer abordagem que resulte na diminuição de energia devido à interação com um banho térmico. Isto mostra que é necessário introduzir um mecanismo de relaxação na equação (2.12), o termo adicional obtido por Landau e Lifshitz é fenomenológico. Este termo de amortecimento é proporcional ao campo efetivo (\vec{H}_{efe}) e perpendicular à magnetização. O campo efetivo \vec{H}_{efe} identifica no M-espço a direção mais íngreme da queda de energia, de modo que seria a direção natural para a relaxação da magnetização. Assim, a evolução para o equilíbrio da equação de Landau-Lifshitz com um termo de amortecimento, descrevendo um movimento de precessão do vetor magnetização local em torno de um campo magnético efetivo, ficando estes dois vetores paralelos

em equilíbrio termodinâmico e a equação com o termo de amortecimento fica:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma_e \vec{M} \times \vec{H}_{\text{efe}} + \frac{\alpha \gamma_e}{M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{efe}}) \quad (2.13)$$

Equação de Landau-Lifshitz-Gilbert

Outra equação para a descrição da dinâmica da magnetização em ferromagnetos foi proposta por Gilbert. Esta equação tem a forma:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma_G \vec{M} \times \vec{H}_{\text{efe}} + \frac{\alpha_G}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}. \quad (2.14)$$

onde $\gamma_G = \gamma_e \mu_0 = 2,2127606 \times 10^5$ (m/As) é o fator giromagnético de Gilbert. A equação (2.14) pode ser derivada a partir de uma formulação adequada de lagrangianas para a dinâmica da magnetização e uma função de dissipação de Rayleigh [46].

As equações (2.13) e (2.14) são equivalentes matematicamente. Aplicando o produto vetorial $\vec{M} \times$ na equação (2.13) e utilizando da identidade $\vec{M} \times (\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{efe}})) = -M_s^2 (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{efe}})$, podemos escrever a equação (2.13) de modo que podemos substituir pelo último termo da equação (2.14), encontramos:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma_L (1 + \alpha_L^2) \vec{M} \times \vec{H}_{\text{efe}} + \frac{\alpha_L}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}. \quad (2.15)$$

A equação (2.15) é a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert. A equação (2.15) é equivalente à equação (2.14), mas os termos $\gamma_{L,G}$ e $\alpha_{L,G}$ são diferentes e se relacionam na seguinte forma:

$$\gamma_G = \gamma_L (1 + \alpha_L^2) \quad (2.16)$$

$$\alpha_G \gamma_G = \alpha_L (1 + \alpha_L^2) \quad (2.17)$$

Os termos γ_L e α_L da equação (2.15) escritos na forma das equações (2.16) e (2.17)

descrevem o comportamento correto para o movimento da magnetização.

As equações de Landau-Lifshitz e de Gilbert são equivalentes, pois ambas respeitam as condições do micromagnetismo [46]: $|\vec{M}| = M_s$ e $\vec{M} \times \vec{H}_{\text{efe}} = 0$ no equilíbrio. Nas simulações micromagnéticas a forma mais utilizada da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert é a equação (2.13), assim a variação da magnetização com o tempo está apenas no lado esquerdo da equação.

2.2 Solução Numérica da Equação LLG

A obtenção de soluções exatas da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert enfrenta muitas dificuldades técnicas relacionadas com a aquisição das condições iniciais e de contorno. Contudo, uma alternativa para o problema da linearização analítica da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert é uma aproximação numérica, para a qual existem duas abordagens comuns [3]: o método finito-diferencial (FDM) [45, 48] e o método dos elementos finitos (FEM) [43]. Ambos os métodos levam a um conjunto de equações lineares. Aqui, apresentaremos o método de diferenças finitas para resolver numericamente a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (equação 2.15), pois este é o método utilizado pelo código OOMMF [49], que foi usado nas simulações deste trabalho, para linearizar a equação (2.15).

Na segunda metade do século XX a solução numérica das equações do micromagnetismo foi aplicada, principalmente, nos problemas clássicos de materiais ferromagnéticos. Os pioneiros na utilização da solução numérica foram: A. Holz, A. Hubert, W. F. Brown e A. E. La Bonte [36]. Contudo, no século XXI problemas da magnetoeletrônica e spintrônica tornaram-se relevantes [50]. Neste sentido, simulação micromagnética é uma ferramenta bem estabelecida para o tratamento numérico da dinâmica da magnetização em nanoestruturas ferromagnéticas [50]. Os métodos computacionais do micromagnetismo desempenham um papel importante na descoberta de novos fenômenos na escala nanométrica. Estas técnicas permitem soluções das equações do micromagnetismo, como a determinação da distribuição dos estados fundamentais da configuração magnética, bem como, a investigação sobre os

processos dinâmicos da magnetização [45].

2.2.1 Método de diferença finita (MDF)

Este método requer que discretizemos a magnetização $\vec{M}(\vec{r})$ para encontrar o estado que minimiza a energia [36]. Para satisfazer esta exigência discretiza-se a amostra em unidades retangulares (como mostra a figura 2.1) em $\Delta x \Delta y$ para a solução em 2D ou $\Delta x \Delta y \Delta z$ para a solução em 3D. Então, tomamos o módulo da magnetização constante em cada módulo unitário (célula) que compõe a amostra e assim, a magnetização pode ser diferente em cada célula em sentido e direção, logo \vec{m}_i é a magnetização em cada célula e a total é:

$$\vec{m} = \sum_1^N \frac{\vec{M}_i}{M_s} \quad (2.18)$$

A magnetização $\vec{m}_i(\vec{r})$ tem três componentes, em coordenadas cartesianas temos $\vec{m}_x^n, \vec{m}_y^n, \vec{m}_z^n$. Assim, temos um conjunto de $3N$ equações diferenciais, onde N é o número de células da amostra.

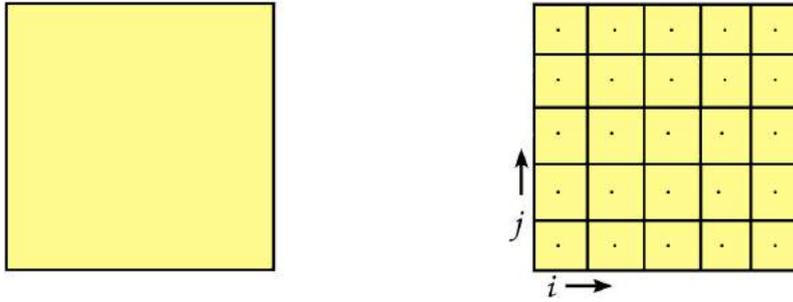


Figura 2.1: Esquema de discretização de uma amostra em 2D.

A ideia básica do método consiste na aproximação das derivadas parciais de uma função $u(r; t)$ por quocientes de diferenças finitas [51] (Δx , Δy , Δz e Δt)

$$u(x+\Delta x, y, z, t) = u(x, y, z, t) + \Delta x \frac{\partial u(x, y, z, t)}{\partial x} + \frac{(\Delta x)^2}{2} \frac{\partial^2 u(x, y, z, t)}{\partial x^2} + \dots \quad (2.19)$$

2.2.2 Método de Euler

O Método de Euler é um método de integração de primeira ordem, portanto iremos parar na derivada de primeira ordem da equação (2.19). O método usa uma estimativa do valor médio da derivada durante cada intervalo de tempo. Esta aproximação se dá por uma reta, por exemplo:

$$\frac{dy}{dx} = f(x, y) \quad (2.20)$$

Sabemos que $y = y^n$ quando $x = x^n$ assim, $y = y^{n+1}$ em $x = x^{n+1}$ é

$$y^{n+1} = y^n + \Delta y \cong y^n + \frac{dy}{dx} \Delta x \quad (2.21)$$

onde $dy/dx \Delta x = (x^{n+1} - x^n) f(x^n, y^n)$, logo:

$$y^{n+1} \cong y^n + (x^{n+1} - x^n) f(x^n, y^n) \quad (2.22)$$

A equação (2.22) é a solução da equação diferencial pelo método de Euler de primeira ordem fazendo $h = x^{n+1} - x^n$ e escrevendo em termos da magnetização, temos:

$$\vec{m}^{n+1} = \vec{m}^n + \Delta m \left. \frac{d\vec{m}}{dt} \right|_{\vec{m}^n, t^n} \quad (2.23)$$

onde Δm é o incremento ou passo de integração.

O método de Euler não é aplicável em alguns casos devido aos erros para equações com soluções analíticas e instabilidade quando o incremento é grande. O método de Runge-Kutta proporciona resultados com uma melhor precisão e estabilidade que o método de Euler para o mesmo incremento.

2.2.3 Método de Runge-Kutta

O método de Runge-Kutta pode ser aplicado em diversas ordens, aqui iremos mostrar o processo na quarta ordem. Neste caso, em cada passo do método de Runge-Kutta de quarta ordem é feita uma média ponderada de quatro inclinações. Este método não exige o cálculo de qualquer derivada, a solução da equação (2.20) é:

$$y^{n+1} = y^n + \frac{h_n}{6}(K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4) \quad (2.24)$$

onde os termos K_i são dados nas formas:

$$\begin{aligned} K_1 &= f(t^n, y^n) \\ K_2 &= f(t^n + h_n/2, y^n + (h_n/2)K_1) \\ K_3 &= f(t^n + h_n/2, y^n + (h_n/2)K_2) \\ K_4 &= f(t^n + h_n, y^n + h_n K_3) \end{aligned} \quad (2.25)$$

Então, em termos da magnetização, temos:

$$m^{n+1} = m^n + \frac{\Delta m}{6}(K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4) \quad (2.26)$$

onde Δm é o passo na integração.

A solução da equação (2.26) representa a dinâmica da magnetização. O método de Runge-Kutta é o mais indicado para resolver a evolução temporal da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert.

2.3 Object Oriented MicroMagnetic Framework - OOMMF

O Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) é o código aberto mais utilizado para cálculos numéricos em micromagnetismo [3], inicialmente desenvolvido por Mike Donahue e Don Porter do National Institute of Standards and Technology

(NIST). O código OOMMF [49] utiliza o método de diferenças finitas para linearizar a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, discretizando a amostra em células em formatos de paralelepípedos para obter a relaxação do spin, implementa o método de Euler de primeira ordem ou método de Runge-Kutta (diversas ordens) para obter a solução da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert linearizada.

As energias envolvidas no processo têm que ser calculadas levando em conta a discretização da amostra. As energias de troca e magnetostática dependem da interação magnética das células que compõem a amostra, enquanto os termos de energia de Zeeman e energia anisotrópica não dependem da interação entre as células. A energia de troca é uma interação de curto alcance e a energia de troca em uma célula é calculada considerando a interação com suas seis primeiras vizinhas. A energia magnetostática é de longo alcance e é calculada através da interação dipolar. Deste modo, a magnetização de uma célula depende da magnetização de todas as outras células da amostra. O campo efetivo que é dado pela equação (2.9) na simulação o \vec{H}_{efe} é:

$$\vec{H}_{efe} = \frac{2A}{\Delta x^2 \cdot M_s^2} \sum_{i \in NN} \vec{M}_i + \frac{2K_1}{M_s^2} \vec{u}_c (\vec{M}_i \cdot \vec{u}_c) - \frac{\Delta x^3}{4\pi\mu_0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\vec{M}_j}{r_{ij}^3} - 3 \frac{\vec{r}_{ij} (\vec{M}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right] + \vec{H}_{ext} \quad (2.27)$$

onde os termos da (2.27) são derivados das energias de troca, anisotrópica, magnetostática e Zeeman, respectivamente.

As condições exigidas pelo programa para resolver a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert são a magnetização inicial (\vec{m}_0 , condição inicial) e a forma da amostra (condição de contorno). Além disso, é muito importante a escolha do tamanho da célula, pois esta não pode ser muito grande para não perdermos efeitos físicos. Contudo, não pode ser muito pequena para não elevar muito o tempo computacional e não invalidar a teoria. Comumente, se escolhe o tamanho da célula próximo ao tamanho de comprimento de troca (l_{tr} equação (2.4)), com esta escolha temos as duas condições citadas acima aceitas. O passo da magnetização ou o incremento (Δm) é

importante para o tempo computacional e o erro da integração como mostrado nas seções [2.2.2] e [2.2.3].

O sistema está em equilíbrio quando a magnetização e o campo efetivo são paralelos, ou seja, o torque é nulo ($|\vec{m} \times H_{\text{efe}}| = 0$). Contudo, é muito difícil o sistema evoluir para esta situação na simulação. Assim, determinando previamente um torque no qual o sistema pode ser considerado em equilíbrio. Este torque mínimo chamamos de fator de convergência ϵ . Logo, para $|\vec{m} \times H_{\text{efe}}| < \epsilon$, o sistema é considerado em equilíbrio.

Capítulo 3

Aplicação do Micromagnetismo

Neste capítulo iremos estudar o comportamento magnético de pequenas partículas com a teoria do micromagnetismo discutida no capítulo anterior.

3.1 Superparamagnetismo

Efeitos de tamanho finito surgem quando as amostras passam a ter dimensões nanométricas. Nesses casos as amostras passam a ser menores ou comparáveis a comprimentos característicos fundamentais, tais como: tamanho de domínio magnético, largura de parede de domínio magnético, comprimento de troca, comprimento de difusão de spin eletrônico, livre caminho médio eletrônico, etc. Outro ponto relevante são os efeitos de superfície que originam-se da quebra de simetria translacional dos átomos situados na superfície da amostra. Esse aspecto passa a ser extremamente relevante nestas dimensões por conta do elevado número de átomos que estão na superfície em relação ao número total da amostra.

A figura 3.1 mostra de forma esquemática como se comportam as nanopartículas magnéticas em termos da coercividade com a variação do diâmetro das nanoestruturas. Em partículas que apresentam o estado monodomínio, a direção da magnetização espontânea é determinada pela competição entre os efeitos térmicos e as anisotropias. Como resultado, para uma partícula de volume V existe uma barreira de energia $E_B = KV$ imposta pela anisotropia do material (K é a constante

de anisotropia). Esta barreira decresce à medida que as partículas diminuem seus tamanhos [52]. Portanto, existe um valor crítico do volume das partículas para o qual os efeitos térmicos se impõem aos de anisotropia, e a direção da magnetização deixa de ser estável. Este estado é chamado de superparamagnético. Logo, a histerese magnética desaparece e o material mostra um comportamento semelhante ao paramagnético clássico, com a diferença que o momento magnético da partícula pode ser da ordem de centenas ou milhares de magnetons de Bohr [53]. O volume crítico para que uma partícula esférica esteja no estado bloqueado, isto é, apresente histerese magnética é [1, 39]:

$$V_{cr} \approx \frac{25k_B T}{K}, \quad (3.1)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann, T é a temperatura e K é a constante de anisotropia. Logo, da equação (3.1) calculamos o diâmetro crítico para nanopartícula de forma esférica:

$$D_{cr} = \left(\frac{150 k_B T}{\pi K} \right)^{1/3} \quad (3.2)$$

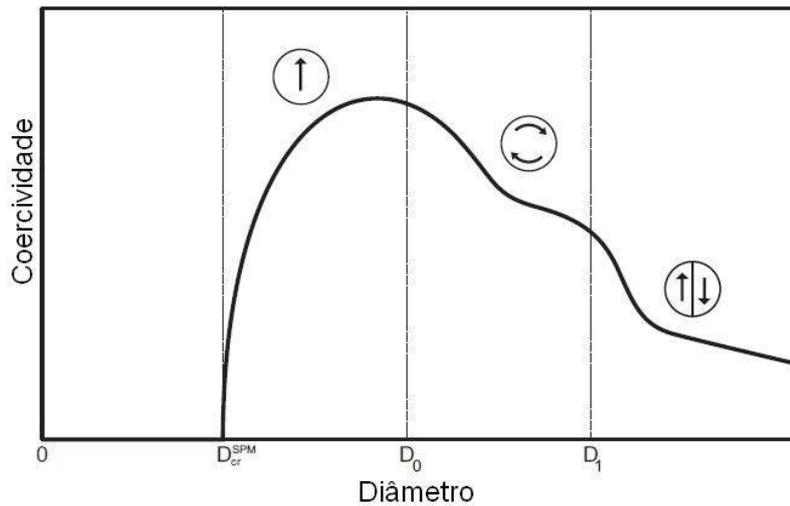


Figura 3.1: Curva esquemática da coercividade versus diâmetro de uma partícula de material magnético macio. A figura mostra quatro regimes magnéticos, superparamagnético, monodomínio bloqueado, vórtice, e multidomínio [39].

Analogamente, fazendo o raciocínio inverso, podemos calcular a temperatura para que uma nanopartícula de volume V tenha comportamento ferromagnético. Chamamos esta temperatura de temperatura de bloqueio T_B , que é dada por:

$$T_B = \frac{KV}{25k_B}. \quad (3.3)$$

3.2 Monodomínio

É bem conhecido que partículas magnéticas grandes tendem à configuração de multidomínios magnéticos. Os detalhes da distribuição da magnetização dependem da relação entre as energias de troca, anisotrópica e magnetostática [13, 37]. A energia magnetostática escala com o volume do sistema. A energia de uma parede de domínio, por sua vez, é reduzida proporcionalmente à sua área, quando reduzimos as dimensões do sistema. Ao considerar sistemas com tamanhos muito reduzidos estamos diminuindo a influência da energia magnetostática e aumentando a importância das paredes de domínio no balanço de energia. Abaixo de certo tamanho, o qual vamos chamar dimensão crítica de monodomínio, d_{cr} , é mais favorável energeticamente ao sistema se magnetizar uniformemente, do que se dividir em domínios, pois o custo energético da parede supera o ganho em energia magnetostática. O valor exato de d_{cr} depende de fatores como magnetização de saturação, energia de anisotropia, energia de troca, e pode ser expresso por:

$$d_{cr} = 72 \frac{\sqrt{AK}}{\mu_0 M_s^2} \quad (3.4)$$

onde A é a rigidez de troca, K é a constante de anisotropia e M_s é a magnetização de saturação. Assim, uma nanopartícula inicialmente magnetizada na direção de fácil magnetização com diâmetro superior ao dado pela equação (3.2) e inferior dado pela equação (3.4), mantém sua magnetização na ausência de campo magnético externo e não se divide em domínios.

3.3 O vórtice magnético

Em amostras nanométricas, a configuração magnética depende de vários parâmetros do sistema, tais como: tamanho, forma, anisotropia, rigidez magnética de troca, a rugosidade da interface. As alterações do comportamento usual de domínios observados em sistemas nanoestruturados, tais como, nanopilares e microdiscos, têm impulsionado a pesquisa em magnetismo. Nos últimos anos, os sistemas magnéticos de baixa dimensionalidade têm atraído a atenção de muitos pesquisadores, em particular a configuração de vórtices magnéticos tem sido extensivamente estudada. Em material magnético macio é encontrado como configuração de equilíbrio em uma faixa de tamanho de dezenas de nanômetros a dezenas de micrometro [1, 4, 8, 12, 15, 54–57].

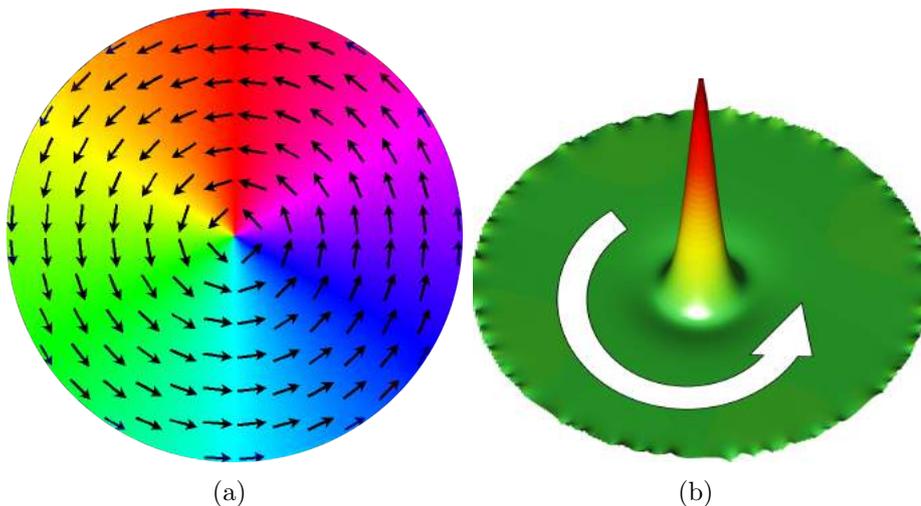


Figura 3.2: Vórtice magnético obtido via simulação, mostrando em destaque seu núcleo. Em **(a)** as cores representam diferentes sentidos do momento magnético no plano do disco, enquanto que em **(b)** a amplitude fora do plano indica a componente do momento magnético perpendicular ao disco visto em perspectiva.

Nos materiais ferromagnéticos, a formação de domínios surge para reduzir a energia do sistema. Naturalmente, uma parede de domínio magnética está localizada entre dois domínios que tem a magnetização com diferentes direções. Contudo, uma situação peculiar ocorre em amostra de material ferromagnético macio, quase bidimensional de dimensões nanométricas, e com dimensões laterais típicas de uma

parede de domínio, ou seja, de tamanho próximo ao limiar entre o regime de formação de multidomínios e o de monodomínios. Então, o material em vez de dividir em domínios, separados por paredes, ocorre que a parede de domínio* ocupa toda a amostra [14]. Neste caso, a minimização da energia total (ver seção [2.1] e apêndice [A]) do sistema favorece a formação do vórtice magnético. Isto ocorre porque nesta estrutura não há, praticamente, carga magnética descompensada [1, 12]. Implicando, assim, em baixa energia magnetostática, pois o campo desmagnetizante é muito baixo e os momentos magnéticos são, em sua maioria, paralelos, o que reduz a energia de troca. Deste modo, o estado de vórtice magnético caracteriza-se por apresentar magnetização concêntrica no plano do nano-objeto. Porém, no centro da estrutura a magnetização aponta para fora do plano.

A magnetização que está no plano define a circulação (c) do vórtice, como mostra a figura 3.2(a). O sentido de rotação da magnetização pode ser tanto no sentido horário (H) ou anti-horário (AH). Assim, $c = -1$ para um vórtice girando no sentido horário e $c = +1$ para o caso anti-horário. A vorticidade é a medida quantitativa dada pela integral do ângulo ao longo da magnetização dividida por 2π [13, 58].

A magnetização no centro da estrutura que tem a direção de M_z é o núcleo do vórtice, como mostra a figura 3.2(b). A interação de troca é um fator determinante na microestrutura magnética do centro do vórtice. Nas proximidades do centro do disco, o ângulo entre spins adjacentes tornar-se-ia cada vez maior se as direções de spins permanecessem confinadas no plano; isso acarretaria um alto custo na energia de troca. Para reduzir o termo de troca, no entanto, no centro da estrutura do vórtice, a magnetização dentro de uma pequena área aponta para fora do plano, a qual vamos denominar de núcleo do vórtice, como mostra a figura 3.2(b).

*Os dois tipos de paredes mais comuns são: a parede de Néel e a de Bloch. Entretanto, a parede de Néel possui a menor energia que a parede de Bloch para pequena espessura, assim para estruturas nanométricas é mais comum encontrar a parede de Néel.

3.3.1 Núcleo dos vórtices magnéticos

A configuração magnética tipo vórtice é bem sucedida em minimizar a energia magnetostática, pois não gera cargas descompensadas na superfície [12], exceto no núcleo do vórtice. Contudo, a formação do núcleo do vórtice permite que a magnetização varie suavemente a partir do núcleo até a borda do vórtice, e assim a energia de troca, também, é minimizada. A direção da polaridade do núcleo do vórtice (p) possui duas possibilidades, onde $p = +1$ para $M_z > 0$ (para cima) e $p = -1$ para $M_z < 0$ (para baixo). A direção do núcleo do vórtice pode ser utilizada para guardar informações no contexto de mídias magnéticas.

O perfil da distribuição da magnetização perpendicular $M_z(\vec{r})$ apresenta uma simetria axial, como mostrado na figura 3.3, onde observamos também que a M_z é zero até muito próximo do centro do vórtice. Anterior à formação do núcleo do vórtice propriamente dito, existe uma depressão, em seguida a magnetização começa a crescer até apontar integralmente para fora do plano.

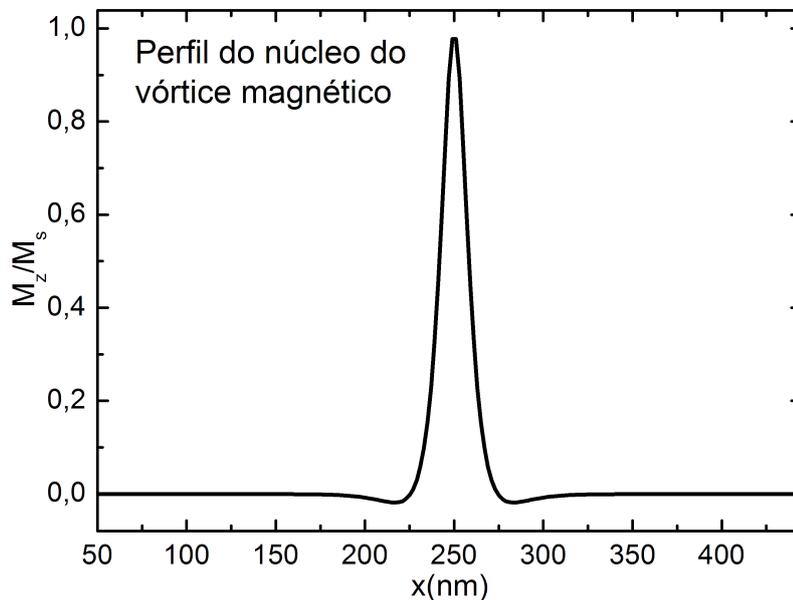


Figura 3.3: Perfil do núcleo do vórtice, mostrando um corte horizontal em x vemos que $M_z = 0$ até o núcleo do vórtice, anterior à formação do núcleo tem uma depressão no sentido oposto, em seguida surge o núcleo do vórtice.

Embora o núcleo do vórtice já tivesse sido previsto teoricamente por N. A. Usov e S. E. Peschany [59] em 1993 e o seu diâmetro utilizado como um parâmetro no cálculo

para minimizar a energia do sistema [37, 59]. Ele só foi observado experimentalmente pela primeira vez em 2000, simultaneamente, por dois grupos diferentes T. Shinjo *et al.* [15] e J. Raabe *et al.* [60]. No trabalho do T. Shinjo *et al.* o vórtice magnético foi observado por imagens obtidas com o microscópio de força magnética em discos de permalloy. Imagens de discos com vórtice magnético são mostradas na figura 3.4; no plano do disco não há contraste de campo magnético. Entretanto, os pontos escuros e claros no centro dos discos indicam que existem linhas de campo saindo ou entrando no centro do disco. Estes pontos claros ou escuros no centro do disco são os núcleos dos vórtices e cada cor indica um sentido da polaridade do núcleo do vórtice [15]; as duas configurações possuem o mesmo valor de energia [55].

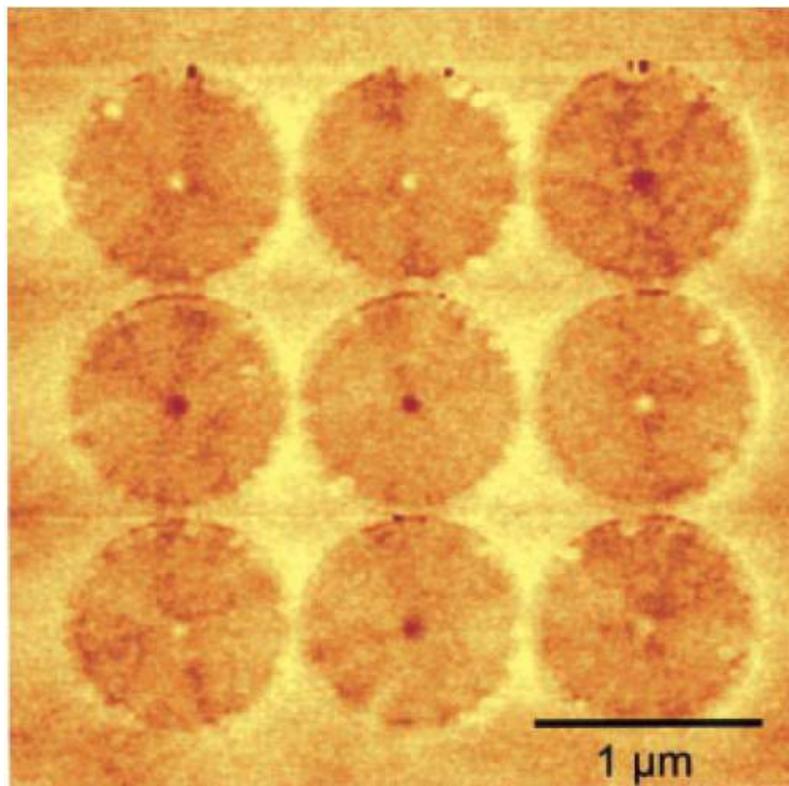


Figura 3.4: Imagem obtida por microscópio de força magnética (MFM) de um arranjo de discos de permalloy, extraído da referência T. Shinjo *et al.* [15].

Já no trabalho do J. Raabe *et al.* [60] existem medidas de MFM, simulação micromagnética e microscopia eletrônica de transmissão (MET) com lente de Lorentz[†]. A figura 3.5 mostra imagens de discos de cobalto obtidas por microscopia de Lo-

[†]A microscopia eletrônica de Lorentz é realizada em um microscópio eletrônico de transmissão com uma lente magnética especial. Esta lente magnética impede que os campos utilizados para focalizar o feixe de elétrons atinjam a amostra.

rentz. Paradoxalmente, os pontos claros e escuros observados nos discos não são os núcleos dos vórtices. A origem deste contraste é devido às duas possibilidades da circulação do vórtice magnético, onde $c = 1$ no anti-horário e $c = -1$ a circulação está no sentido horário. Para o disco com a circulação anti-horária ($c = 1$) o feixe de elétrons é focalizado ao atravessar a estrutura, aumentando o contraste no centro. Contudo, quando a circulação vale $c = -1$, isto é, sentido horário, o feixe de elétrons é desfocado ao atravessar a amostra, não atingindo o centro do disco, deste modo, não existe contraste no centro do disco.

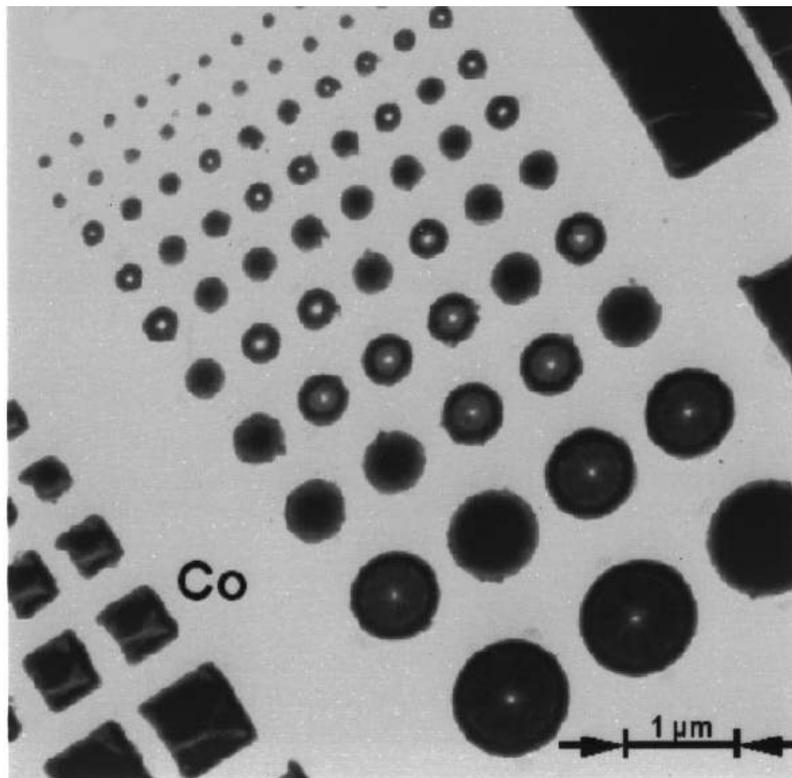


Figura 3.5: Imagem obtida por microscopia eletrônica de transmissão com lente de Lorentz de um arranjo de discos de cobalto, extraído da referência J. Raabe *et al.* [60].

No entanto, nos trabalhos de T. Shinjo *et al.* [15] e J. Raabe *et al.* [60] não foram realizadas medidas para obter o diâmetro do núcleo do vórtice, isto ocorreu devido às limitações existentes nas técnicas utilizadas. A microscopia de força magnética, por exemplo, possui resolução espacial aproximadamente igual ao raio do núcleo do vórtice. Além disso, a MFM é sensível à interação dipolo-dipolo entre a ponta do microscópio e a amostra, ou seja, é sensível ao gradiente do campo desmagnetizante

da amostra a uma certa distância da ponta. A primeira medida experimental do raio do núcleo do vórtice foi obtida por A. Wachowiak *et al.* no ano de 2002 [11], utilizando microscopia eletrônica de tunelamento com polarização de spin. A medida do núcleo do vórtice, realizada em nanopontos de ferro (Fe) com geometria de estádio crescidos em substrato de tungstênio (W) foi de $r_c = 9 \pm 1$ nm. Este valor tem um bom acordo com o previsto pela equação (3.7), para o limite de filme fino.

A configuração de mínima energia para um vórtice magnético é degenerada em quatro estados diferentes. Estes estados são resultantes das combinações entre a polaridade e a circulação do vórtice magnético, como mostrado na figura 3.6. A quiralidade é outra característica do vórtice magnético, e é definida a partir da união da circulação e polaridade, ou seja cp .

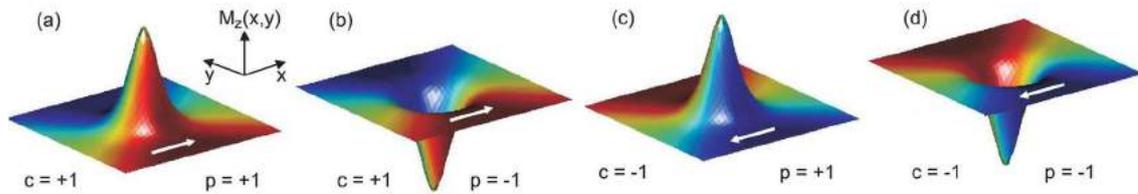


Figura 3.6: Os quatro estados degenerados de uma estrutura que apresenta um único vórtice. As setas brancas, no plano dos discos ilustram o sentido de rotação da magnetização. Imagem extraída da referência S. Bohlens *et al.* [23].

Tabela 3.1: As combinações da polaridade com a circulação em estruturas que apresentam um único vórtice.

$p = +1$ (para cima)	$c = -1$ (H)	$cp = -1$
$p = +1$ (para cima)	$c = +1$ (AH)	$cp = +1$
$p = -1$ (para baixo)	$c = -1$ (H)	$cp = +1$
$p = -1$ (para baixo)	$c = +1$ (AH)	$cp = -1$

O núcleo rígido é um modelo teórico largamente utilizado para descrever o núcleo do vórtice. Neste modelo o núcleo do vórtice não altera a sua forma quando submetido a campo magnético externo. Para filmes com espessura muito pequena, isto é, ($L \rightarrow 0$) e desprezando a anisotropia cristalina, o raio do núcleo do vórtice (r_c) pode ser expresso [18, 37, 61, 62] por:

$$r_c = \sqrt{\frac{A}{K_d}}, \quad (3.5)$$

onde A é a rigidez de troca e K_d é a densidade volumétrica da energia magnetostática, ou seja:

$$K_d = \mu_0 M_s^2 / 2. \quad (3.6)$$

Deste modo, o raio do núcleo do vórtice para discos com pequena espessura e sem anisotropia é:

$$r_c \approx \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} = l_{tr}. \quad (3.7)$$

De acordo com estudos sobre as estruturas dos vórtices magnéticos, normalmente os núcleos dos vórtices têm raio próximo a 5 nm para o permalloy $r_c \sim 5$ nm, tendo um bom acordo com os resultados experimentais [1, 11]. Iremos retomar este resultado quando formos abordar o sistema com anisotropia uniaxial.

Contudo, existem casos onde aparece mais de um vórtice magnético na estrutura, por exemplo, em nanopontos de forma elíptica. Para nanoelipse que possui razão entre o eixo maior a e o eixo menor b igual a 2, ($a/b = 2$), pode haver o duplo vórtice como estado de mínima energia [55, 63]. Neste caso, os sentidos das circulações nos vórtices são opostos, como mostra a figura 3.7. Porém, as polaridades dos núcleos dos vórtices podem ser as mesmas, ou opostas. Para elipses com $a \approx 2 \mu\text{m}$ o estado de menor energia é com as polaridades opostas dos núcleos. Contudo, para $a > 2 \mu\text{m}$ não há diferença entre os dois estados. Para nanoelipse em que a razão entre os eixos é maior que 2, pode-se observar mais que dois vórtices magnéticos [64].

3.4 Dinâmica do vórtice magnético

O comportamento dinâmico do vórtice magnético tem sido estudado extensivamente, devido ao interesse em uma nova física e seu potencial em aplicações tecnológicas [13, 23, 24, 35, 65, 66]. A compreensão da influência de parâmetros internos e externos para a dinâmica do vórtice magnético é importante para responder questões

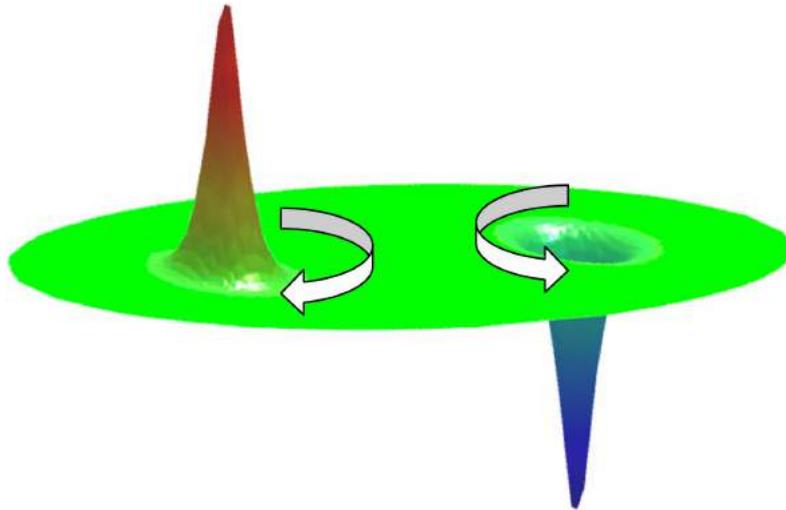


Figura 3.7: Nanoponto magnético de material macio e forma elipsoidal exibindo dois vórtices de polaridades e circulações opostas, esta configuração magnética foi obtida por simulação micromagnética.

de física básica e para o desenvolvimento tecnológico. Até aqui nós só tratamos das propriedades estáticas do vórtice magnético. Assim, as propriedades dinâmicas dos vórtices magnéticos serão discutidas nas próximas duas seções. Podemos manipular o vórtice magnético aplicando campo magnético estático, alternado e/ou corrente de spin polarizada. As excitações dos vórtices magnéticos têm um significado especial, porque elas controlam a inversão da magnetização dos novos dispositivos da spintrônica.

3.4.1 Vórtice magnético submetido a campo magnético estático

Ao aplicarmos um campo magnético estático em uma direção do plano do disco com vórtice magnético, deslocamos seu núcleo perpendicularmente ao campo aplicado. O sentido do deslocamento do núcleo do vórtice, para o mesmo campo magnético, depende da circulação do vórtice. Por exemplo, para um vórtice magnético com circulação horária ($c = -1$) ao aplicar um campo magnético no eixo y , com H_y positivo, o núcleo do vórtice se deslocará no eixo x positivo. Contudo, o núcleo do vórtice se deslocará no sentido oposto se inverter a circulação ($c = 1$) ou para campo magnético negativo ($-H_y$). Isto porque o vórtice magnético possui simetria de rotação no plano do disco. A figura 3.8 mostra o comportamento do núcleo do vórtice com o campo aplicado, na figura 3.8(b) $H_y = 0$ o vórtice magnético encontra-se em

seu estado de equilíbrio com o núcleo no centro da estrutura, na figura 3.8(a) $H_y > 0$ o núcleo está deslocado no eixo x no sentido positivo, o núcleo do vórtice desloca-se no sentido oposto para $H_y < 0$ como mostra a figura 3.8(c).

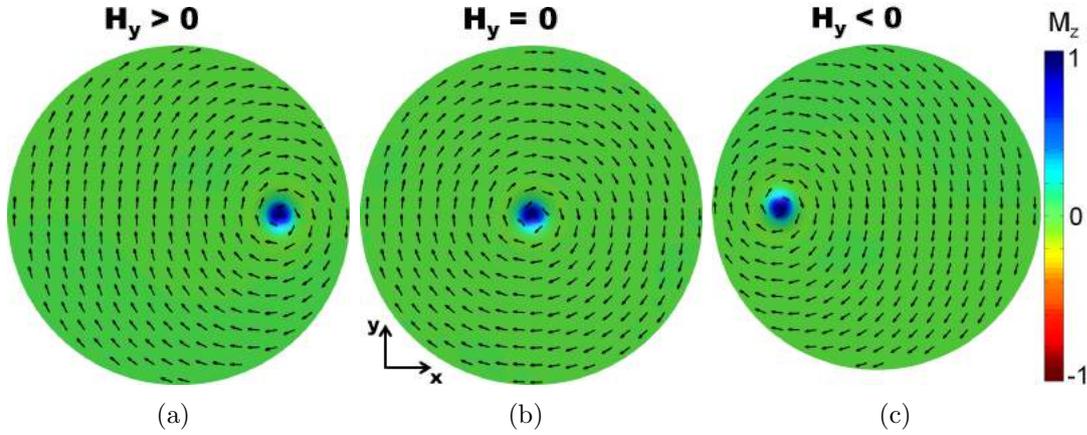


Figura 3.8: A figura 3.8(b) mostra um disco que não está submetido a campo magnético, o vórtice magnético encontra-se no centro do disco, enquanto a figura 3.8(a) mostra um disco que está submetido a um $H_y > 0$ e na figura 3.8(c) o disco está submetido a um $H_y < 0$.

O ciclo de histerese dá informação detalhada sobre o estado de remanência magnética, isto é, configuração magnética a campo nulo, e sobre o mecanismo de inversão da magnetização do nanoponto, sob a ação de um campo magnético [8, 12]. Um nanoponto com vórtice magnético apresenta um ciclo de histerese magnética bem característico [8].

Tomemos como o estado inicial a configuração magnética tipo vórtice. Ao aplicarmos um campo magnético a magnetização cresce linearmente com o campo e o núcleo do vórtice desloca-se até a borda do disco, em seguida o núcleo do vórtice é expulso, ou seja, é aniquilado, o campo necessário para isto é chamado de campo de aniquilação (H_{an}). Neste momento, há um aumento abrupto na magnetização do disco. Com o aumento contínuo do campo magnético todos os momentos alinham-se com o campo, então o disco torna-se magneticamente saturado. Ao realizar o percurso inverso, diminuindo o campo magnético, vemos que a magnetização permanece alta até valores de campo magnético próximo de zero quando o vórtice magnético reaparece no sistema e a magnetização tem uma queda abrupta, este é o campo

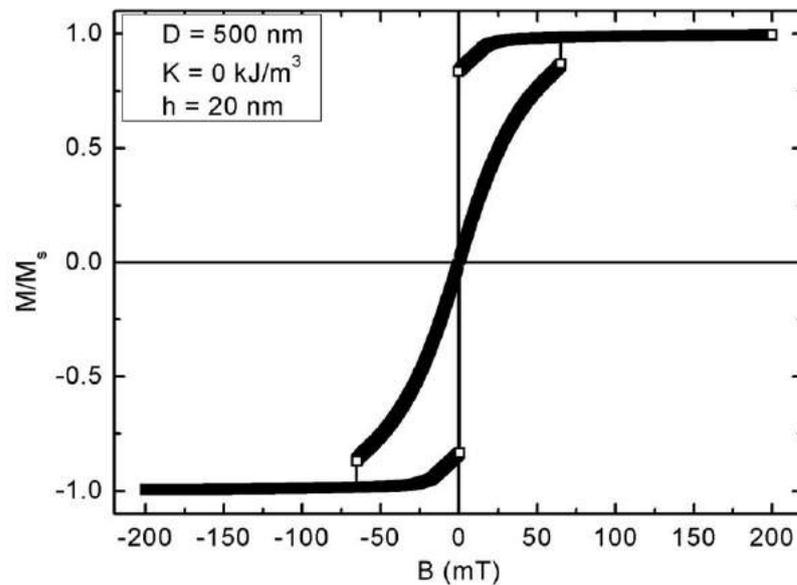


Figura 3.9: Ciclo de histerese para um vórtice magnético em um disco de permalloy com $D = 500$ nm e $L = 20$ nm.

de nucleação do vórtice. Assim, com a diminuição contínua do campo magnético aniquilamos novamente o núcleo do vórtice e em seguida saturamos o disco para o campo negativo.

A figura 3.9 mostra uma curva de histerese típica de um disco com vórtice magnético, com duas mudanças drásticas na magnetização, uma com a aniquilação e a outra com o retorno do núcleo do vórtice. O campo coercivo nos ciclos de histerese dos vórtices magnéticos depende da razão entre a altura e o raio do disco ($\beta = L/R$) e da anisotropia. Em geral, o ciclo de histerese de um vórtice magnético, o campo coercivo é próximo de zero ou nulo como mostra a figura 3.9.

A figura 3.8(a) mostra o núcleo do vórtice fora da sua posição de equilíbrio para campo não nulo, porém ele está em equilíbrio com um campo estático[‡]. Neste caso, desligando o campo magnético, o núcleo do vórtice retorna para a sua posição de equilíbrio, realizando um movimento em espiral, para $\alpha \neq 0$ que é o termo de amortecimento da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (equação (2.15)), que chamamos de movimento girotrópico [67, 68].

[‡]Ao aplicar um campo magnético estático no plano do disco o núcleo do vórtice é deslocado da posição de equilíbrio. Neste caso, o núcleo do vórtice desloca-se realizando um movimento girotrópico. Contudo, na simulação para deslocarmos o núcleo tomamos $\alpha = 0,5$, para que o núcleo não realize o movimento girotrópico e se desloque praticamente perpendicular ao campo.

O movimento girotrópico pode ser descrito pela equação de movimento de Thiele [67] que é uma equação de força, dada por:

$$\vec{G} \times \frac{d\vec{X}}{dt} - \frac{d\vec{W}(\vec{X})}{d\vec{X}} = 0 \quad (3.8)$$

onde, $\vec{G} = G\hat{z}$ é um vetor da giro-força, \vec{X} é a posição do núcleo do vórtice e W é a energia potencial. A giro-força é escrita na forma:

$$G = \frac{2\pi LM_s}{\gamma} qp, \quad (3.9)$$

onde γ é a razão giromagnética, M_s é a magnetização de saturação e L é a espessura do disco. O parâmetro q é a carga topológica para o vórtice magnético $q = 1$ e $q = -1$ para o anti-vórtice e $p = \pm 1$ é a polaridade do vórtice [67]. O sentido do vetor giro-força só depende da polaridade do vórtice.

O primeiro termo da equação (3.8) representa a giro-força e o segundo termo é a força devido ao potencial do sistema. A velocidade do vórtice magnético é:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{X}}{dt}, \quad (3.10)$$

e a frequência angular é $\vec{\omega} = \omega\hat{z}$, onde

$$\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{X} \quad (3.11)$$

A figura 3.10 mostra o movimento oscilatório da componente da magnetização em x em função do tempo, $M_x(t)$. Em $t = 0$ o núcleo do vórtice encontra-se fora do centro do disco, em $t \approx 50$ ns o núcleo do vórtice está muito próximo do centro, isto com $\alpha = 0.01$, que é o coeficiente de atenuação da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert. O movimento realizado pelo núcleo do vórtice para o centro do disco é o movimento girotrópico, que possui uma frequência característica.

Deste modo, ao realizar uma transformada de Fourier na magnetização em função

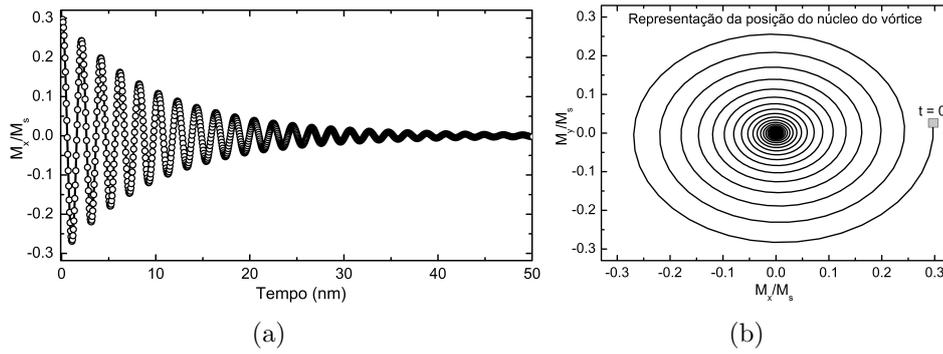


Figura 3.10: Na (a) Variação da magnetização $M_x(t)$ para o movimento do núcleo do vórtice, com $\alpha = 0.1$, retornando ao centro do disco, já em (b) mostramos como M_y varia com M_x o que nos dá uma ideia do caminho percorrido pelo núcleo do vórtice.

do tempo, $M_x(t)$, encontramos a frequência natural do vórtice magnético. Este movimento tem uma frequência natural, que é dependente da razão entre a espessura L e o raio R do disco, $\beta = L/R$. [14, 69]. A frequência natural do movimento girotrópico do vórtice magnético é de algumas centenas de MHz (~ 100 MHz) [14, 67–69]. O conhecimento do movimento girotrópico do vórtice magnético é importante, pois iremos utilizá-lo para estudar a inversão da polaridade do núcleo com um campo oscilante. A frequência girotrópica será utilizada no campo oscilante, pois assim o vórtice magnético entra em ressonância com o campo.

3.4.2 Inversão do núcleo do vórtice

Podemos inverter a polaridade do núcleo do vórtice de diversas formas, por exemplo, aplicando um campo perpendicular ao plano, ou um pulso de campo paralelo ao plano, ou um campo girante, ou ainda uma corrente com polarização de spin. Em todos os casos o mecanismo de inversão da polaridade do vórtice é o mesmo, exceto quando é aplicado um campo magnético perpendicular.

Ao aplicarmos o campo magnético perpendicularmente ao plano do disco, no sentido contrário da polarização do vórtice, ocorre um estrangulamento do núcleo do vórtice, isto é, o núcleo vai diminuindo de diâmetro até se extinguir, reaparecendo no sentido oposto [69–71]. A inversão ocorre para minimizar a energia do sistema, pois com um campo aplicado no sistema os momentos magnéticos tendem a se

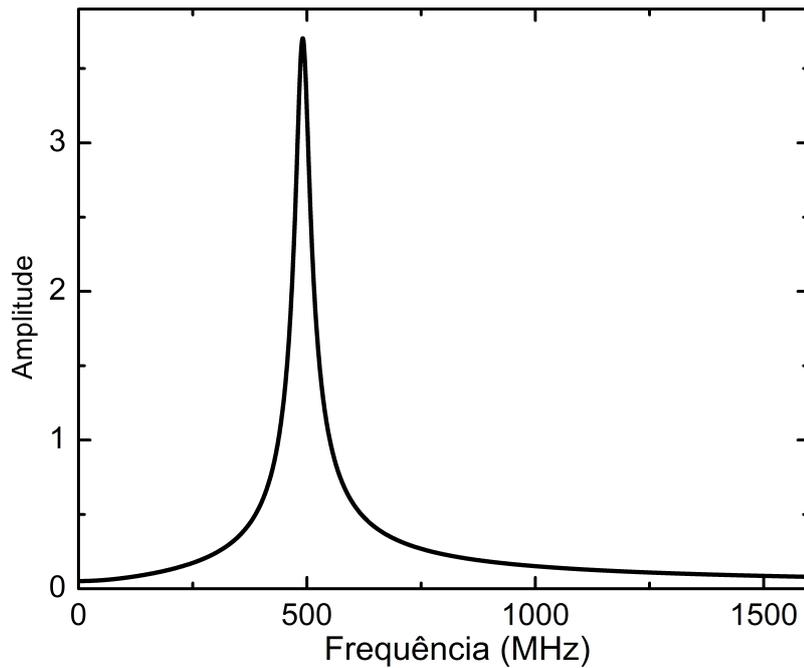


Figura 3.11: Frequência natural de oscilação do núcleo do vórtice, obtida via a transformada de Fourier da magnetização mostrada na figura 3.10.

alinhar com o campo, para minimizar a energia de Zeeman do sistema. A inversão do núcleo do vórtice pelo campo magnético perpendicular ao plano do nandodisco é o mecanismo que necessita que se forneça maior energia entre os métodos de inversão. A amplitude do campo neste caso é aproximadamente 500 mT [69, 71]. Este alto campo para a inversão do sistema mostra como o vórtice magnético é estável. Um valor tão grande para o campo magnético indica que a barreira de energia que deve ser superada é alta na mudança de sentido da polaridade do núcleo do vórtice. Esta barreira elevada assegura uma alta estabilidade térmica para o núcleo do vórtice, que combinado com a sua orientação bem definida e seu tamanho extremamente pequeno o torna candidato interessante para armazenamento de alta densidade de dados [3].

Contudo, os outros modos de inversão da polaridade do núcleo do vórtice têm um mecanismo mais complexo. No processo de inversão surgem no sistema outros dois núcleos com polaridade oposta ao primeiro núcleos, um desses núcleos pertence a um anti-vórtice. Então, o sistema é constituído de três núcleos, um original, um do anti-vórtice e um novo. O núcleo do anti-vórtice aniquila-se com o núcleo original, restando no sistema somente o núcleo do vórtice com a polaridade invertida

[24, 66, 72]. Este processo está mostrado de forma esquemática na figura 3.12.

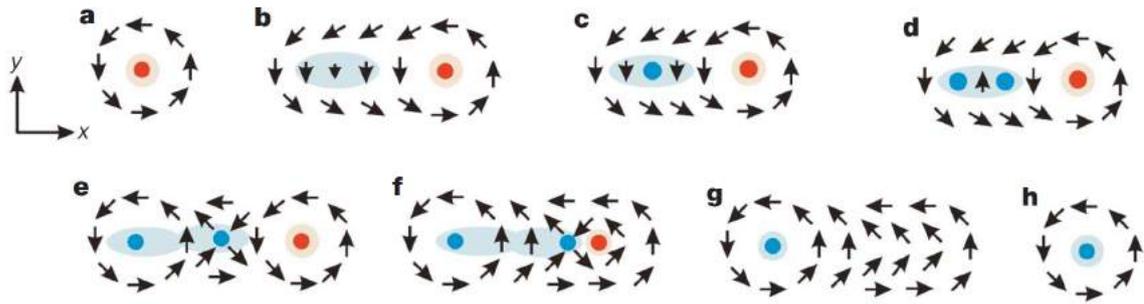


Figura 3.12: Esquema da inversão da polaridade do núcleo do vórtice magnético, extraído da referência B. V. Waeyenberge *et al.* [72].

No trabalho de J. P. Zagorodny *et al.* em [73] foi mostrado que é possível inverter a polaridade do núcleo do vórtice com pequena amplitude de campo, utilizando campo magnético girante. A confirmação experimental da inversão da polaridade do núcleo do vórtice foi realizada por B. V. Waeyenberge *et al.* [72] no ano de 2006 com campo magnético girante de pequena amplitude, com uma frequência igual à frequência girotrópica do sistema.

Ao excitar o vórtice magnético com um campo magnético girante, na forma:

$$\vec{B}(t) = B_0[\cos(\omega_n t + \phi)\hat{x} + \sin(\omega_n t + \phi)\hat{y}] \quad (3.12)$$

onde ω_n é frequência natural do vórtice e B_0 é a amplitude do campo. O núcleo do vórtice realiza um movimento girotrópico em torno do centro do disco em direção à borda do disco [14], e com o aumento da distância radial do núcleo, a velocidade dele também aumenta, como mostra a figura 3.13. A velocidade do núcleo do vórtice não cresce indefinidamente, pois ao atingir uma velocidade que chamamos de velocidade crítica a sua polaridade inverte [13, 24, 66, 74, 75]. Deste modo, a velocidade crítica é a velocidade limite que o núcleo do vórtice pode alcançar, pois todas as vezes que o núcleo alcançar esta velocidade ele inverterá, explicaremos isto mais a frente.

Outro resultado importante é que a inversão da polaridade independe da amplitude do campo girante, como é mostrado na figura 3.13. Este resultado também vale para a corrente com polarização de spin [13, 24, 66, 74, 76]. A amplitude modifica

apenas o tempo em que ocorre a inversão, mas não altera a distância radial onde ocorre a inversão da polaridade do núcleo do vórtice. A figura 3.13 mostra a variação da distância radial do núcleo do vórtice em função do tempo para várias amplitudes de campo magnético. Em $t = 0$ o núcleo encontra-se no centro do disco, desta forma, ao aplicarmos o campo magnético girante o núcleo evolui realizando o movimento girotrópico em direção à borda do disco. Contudo, ao atingir a velocidade crítica ele inverte o sentido da polaridade do núcleo, a área hachurada na figura 3.13 mostra onde ocorre a inversão.

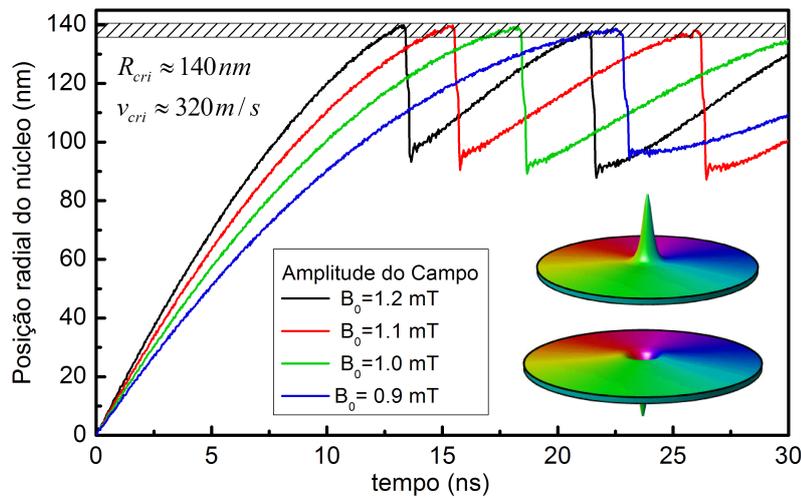


Figura 3.13: Evolução temporal da distância do núcleo do vórtice a partir do centro do disco para várias amplitudes de campos girantes, para um disco de $2R = 500$ nm, espessura de $L = 20$ nm e anisotropia perpendicular nula ($K_z = 0$).

A inversão do núcleo do vórtice pode ser descrita analiticamente a partir de um campo chamado de giro-campo (“gyrofield”). Este campo surge do movimento girotrópico do núcleo do vórtice, e é o responsável pelo aparecimento dos novos núcleos, que no primeiro momento surgem como uma depressão na magnetização em torno do núcleo do vórtice. Assim, a partir do giro-campo Guslienکو *et al.*, em [13] descreveram analiticamente a inversão da polaridade do núcleo do vórtice. Contudo, o giro-campo foi relatado anteriormente por K. Yamada *et al.*, [66] que encontraram um giro-campo crítico dado por:

$$h_g^{crit} = 0.69v_{crit}/\gamma_0 l_{tr} \quad (3.13)$$

onde l_{tr} é o comprimento de troca e v_{crit} é a velocidade crítica de inversão do núcleo do vórtice. De forma geral, o giro-campo h_g é dependente do tempo e da derivada em relação ao tempo da magnetização reduzida $\dot{\vec{m}} = -(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{m}$ e é proporcional à velocidade do núcleo do vórtice [13], dado por:

$$h_g = \frac{1}{\gamma} \frac{\vec{m} \times \dot{\vec{m}}}{(M_z + p)^2} \quad (3.14)$$

onde M_z é a componente z da magnetização reduzida e p é a polaridade do núcleo do vórtice.

A equação (3.14) do giro-campo é proporcional à velocidade do núcleo do vórtice \vec{v} . Assim, com o começo do movimento girotrópico aumenta o giro-campo e surge um novo núcleo, que tem magnetização oposta ao núcleo do vórtice original. Este núcleo aumenta de tamanho com o aumento da velocidade e quando o núcleo do vórtice atinge a velocidade crítica, o novo núcleo atinge seu máximo $M_z = -1$ e então a inversão da polaridade do núcleo do vórtice se completa.

Após a inversão que ocorre no raio crítico (R_{crit}), permanece no sistema apenas o novo núcleo com a polaridade oposta ao núcleo original. Logo, após a inversão o núcleo do vórtice muda o sentido do movimento girotrópico, por causa nova direção da polaridade como mostra a equação de Thiele (equação (3.8)). Logo, se o campo magnético girante continua excitando o vórtice, então o núcleo alcançará o raio crítico e inverterá a sua polaridade novamente [74], podemos observar isso na figura 3.13 para $B_0 = 1,2 \text{ mT}$ a polaridade do núcleo é invertida duas vezes em $t \approx 10 \text{ ns}$ e em $t \approx 20 \text{ ns}$.

Além disso, para A. V. Khvalkovskiy *et al.* [77], o giro-campo crítico associado a um campo magnético perpendicular é dado por:

$$h_g^{crit} \propto \frac{1}{\gamma_0} \frac{v_{crit}}{r_c}, \quad (3.15)$$

onde v_{crit} é a velocidade crítica e r_c é o raio do núcleo do vórtice. O que indica que

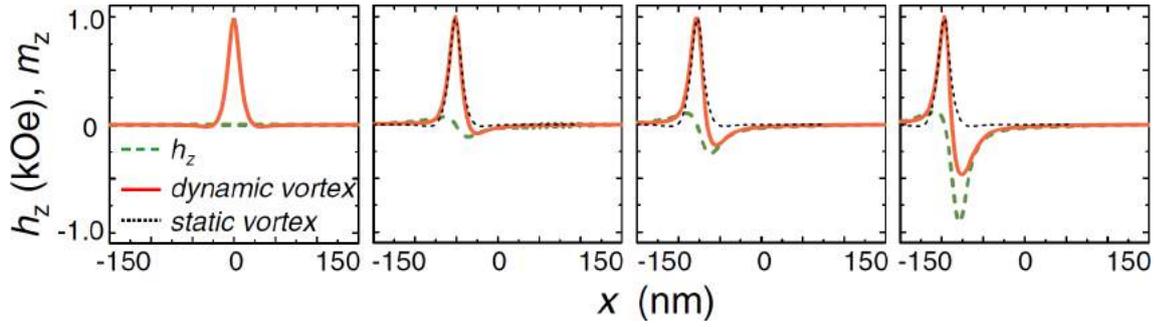


Figura 3.14: Mostra a evolução do perfil do núcleo do vórtice estático e dinâmico e o giro-campo. O núcleo estático (linha pontilhada preta) é o núcleo antes do campo magnético ser aplicado, o núcleo dinâmico (linha contínua vermelha) é o perfil do núcleo com o campo magnético aplicado em três instantes distintos e o giro-campo (linha tracejada verde) também em três instantes distintos. Extraído da referência K. Y. Guslienko *et al.* [13].

a velocidade crítica de inversão da polaridade do núcleo do vórtice passa a depender do raio do núcleo do vórtice.

3.5 Skyrmions

O skyrmion é configuração magnética de spin em nanoescala que mantém a promessa como portador de informação em dispositivo de memória e lógica [78]. O termo skyrmion deriva da analogia com o modelo Skyrme para núcleos de pión em teoria de campo [79–81]. Os skyrmions representam configurações topológicas estáveis com propriedades semelhantes a partículas [82]. Deste modo, como um vórtice em um supercondutor, um skyrmion não pode ser destruído sem criar discontinuidades no sistema [80]. Existem vários tipos de skyrmions[§], neste trabalho iremos mostrar apenas um tipo de skyrmion. Este é uma espécie de vórtice magnético reduzido [84], tem um núcleo no centro da estrutura com uma pequena magnetização concêntrica no plano em volta do núcleo e o resto da magnetização anti-paralela ao núcleo, em alguns casos é necessário a aplicação de campo magnético e/ou o material está em baixa temperatura para que os skyrmions surjam.

Os skyrmions foram propostas pela primeira vez em cristais magnéticos por A. Bogdanov *et al.* em 1989 [86, 87]. Mais tarde, U. K. Röbber *et al.* previram a

[§]Outros tipos de skyrmions são estudados no artigo do N. Nagaosa e Y. Tokura [83].

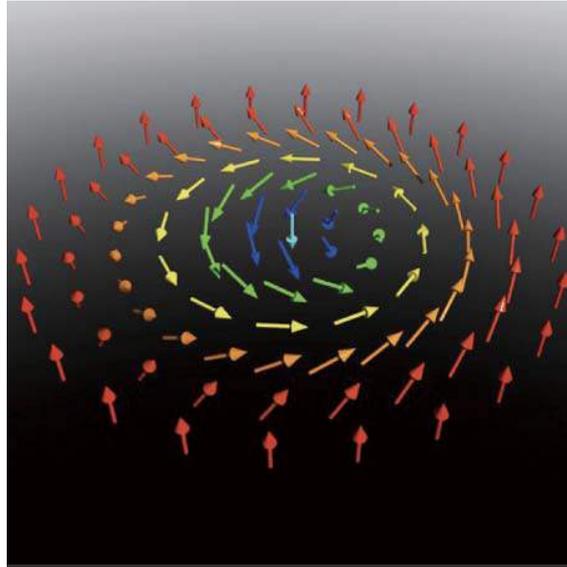


Figura 3.15: Esquema de um skyrmion em um material magnético bidimensional. As setas representam a direção de magnetização. O campo magnético \vec{B} está aplicado no sentido de $+z$ (extraído da referência X. Z. Yu *et al.* [85]).

formação espontânea de skyrmions em sistemas magnéticos como configuração de mínima energia [79, 88]. Nestes sistemas, os skyrmions são formados através da interação de Dzyaloshinskii-Moriya [89] e, portanto, não podem se formar em cristais que possuem simetria de inversão. A interação de Dzyaloshinskii-Moriya é gerada pela quebra de simetria nos materiais nanométricos e que possuem alta interação spin-órbita [84, 90], podemos descrever o sistema com esta interação adicionando um termo no hamiltoniano de Heisenberg dado por:

$$E_{\text{IDM}} = \sum_{i,j} \vec{D}_{i,j} \cdot (\hat{S}_i \times \hat{S}_j), \quad (3.16)$$

onde $\vec{D}_{i,j}$ é o vetor de Dzyaloshinskii.

A interação de Dzyaloshinskii-Moriya não tem muita influência nos materiais volumosos, pois neste caso existe simetria de inversão, mas não em estruturas quase bidimensionais [91]. Assim, em material bidimensional a interação de Dzyaloshinskii-Moriya compete com a interação de troca, o que pode gerar uma simetria quiral (ver figura 3.16(a)) e com a aplicação de campo magnético a fase com rede hexagonal de skyrmions surge na amostra [92].

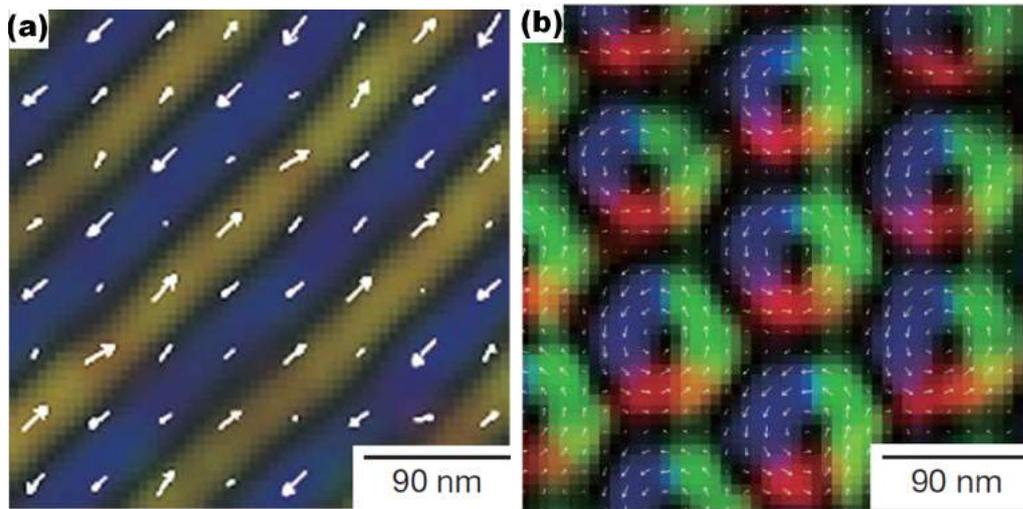


Figura 3.16: A figura mostra a configuração magnética do filme de $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}\text{Si}$ em duas situações em (a) sem campo magnético aplicado a estrutura é helicoidal e em (b) uma rede de skyrmions aparece com campo magnético aplicado perpendicular ao plano (extraído da referência X. Z. Yu *et al.* [85]).

Os primeiros registros experimentais dos skyrmions foram feitos em 2009 [82, 84, 93, 94] de modo indireto, através de medidas de espalhamento de neutrons em baixos ângulos na fase A (onde se observa os skyrmions) do MnSi. Estes experimentos foram realizados a baixa temperatura e com campo magnético. A figura 3.17 mostra as possíveis configurações para o MnSi vemos que o skyrmion se forma em uma faixa estreita de campo magnético [95].

O skyrmion foi observado de forma direta pela primeira vez por X. Z. Yu *et al.* [85] utilizando um microscópio eletrônico de transmissão com lente de Lorentz em um filme de $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}\text{Si}$ com um campo magnético perpendicular ao plano do filme, como mostra a figura 3.16(b). Por outro lado, já a primeira observação direta de formação espontânea do skyrmion foi feita por M. Nagao *et al.* [96] com a mesma técnica utilizada por X. Z. Yu *et al.* em filme de $\text{La}_{0,5}\text{Ba}_{0,5}\text{MnO}_3$. Uma das vantagens dos skyrmions gerados com a interação de Dzyaloshinskii-Moriya é o seu tamanho, que é reduzido. Neste tipo de sistema o tamanho do skyrmion varia de 20 a 100 nm [83] como pode ser visto na figura 3.16(b), onde o skyrmion tem aproximadamente 90 nm de diâmetro [85].

O efeito da interação de Dzyaloshinskii-Moriya tem sido introduzido no estudo

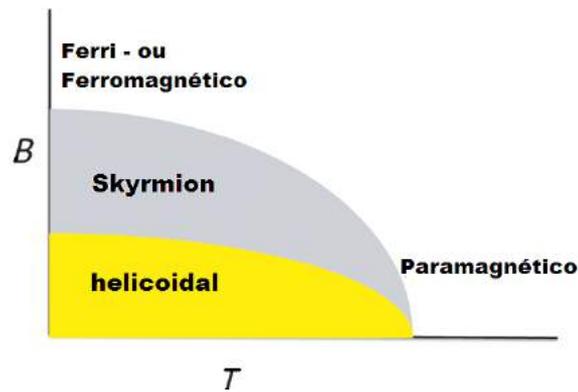


Figura 3.17: Esquema do diagrama de fase para o MnSi (adaptado da referência C. Felser [95]).

de nanodiscos magnéticos, que normalmente apresentam o vórtice magnético, como estado de mínima energia no intuito de manipular suas características. Butenko *et al.* [97] mostraram através de cálculo da minimização de energia que a interação de Dzyaloshinskii-Moriya pode aumentar a estabilidade dos skyrmions observados em nanodiscos. No mesmo sentido, Y. M. Luo *et al.* em [98] afirmam que a interação de Dzyaloshinskii-Moriya pode gerar uma anisotropia efetiva perpendicular ao plano do disco, o que induz um maior núcleo no vórtice magnético.

Os skyrmions já foram observados em diversos materiais magnéticos e as temperaturas de transição já foram determinadas experimentalmente [83]. Assim, conhecendo as características estáticas do skyrmion e a tecnologia para a produção de filmes ultrafinos (2D) podemos estudar as propriedades dinâmicas do skyrmion. Contudo, o processo dinâmico está começando a ser pesquisado como está demonstrado nos trabalhos de A. Fert *et al.* [78] e N. Nagaosa e Y. Tokura [83]. A dinâmica do skyrmion tem propriedades interessantes para aplicação tecnológica. Entre as propriedades dinâmicas destaca-se a pequena densidade de corrente necessária para mover os skyrmions quando comparadas com a de parede de domínio magnético [78, 85]. Porém, a velocidade do skyrmion é baixa para baixa densidade de corrente. Contudo, com a mesma densidade de corrente utilizada para mover uma parede de domínio magnético a velocidade do skyrmion é alta [78, 85].

Capítulo 4

Diâmetro do núcleo do vórtice

Neste capítulo, iremos concentrar nossa atenção no núcleo do vórtice, pois ele apresenta propriedades interessantes e grande parte do potencial de aplicações dos vórtices magnéticos está baseada no controle do núcleo. Faremos uma discussão em torno dos métodos utilizados para controlar o diâmetro do núcleo dos vórtices, em particular, estudaremos como controlar o núcleo do vórtice em um nanodisco de cobalto. Para tanto, utilizamos multicamadas de Cobalto/Platina (Co/Pt) considerando a contribuição da interface para a anisotropia efetiva (K_{efe}) do sistema. Utilizamos, também, simulação micromagnética para demonstrar como a magnetização do núcleo do vórtice (r_c) pode ser controlada através da anisotropia efetiva (K_{efe}) em multicamadas de Cobalto/Platina (Co/Pt), além de um modelo analítico. Ao utilizarmos o microscópio de força magnética observamos que o diâmetro do núcleo do vórtice mostra a mesma tendência de crescimento previsto pela teoria e pela simulação micromagnética.

4.1 Aumento dos núcleos dos vórtices

O raio do núcleo do vórtice não depende do diâmetro do disco [15, 56], mas depende da sua espessura [21], para os discos mais espessos os núcleos dos vórtices são maiores*. Neste capítulo, iremos mostrar um mecanismo através do qual podemos controlar as dimensões do núcleo do vórtice. Assim, ao introduzirmos um termo

*Iremos discutir a variação da espessura em detalhe no capítulo 5

de anisotropia uniaxial na direção z , teremos uma nova componente de energia, que contribui com a magnetização no eixo z . A anisotropia foi, portanto, sugerida como um mecanismo de controle do raio do núcleo do vórtice (r_c). Deste modo, mostraremos como a anisotropia efetiva atua sobre o núcleo do vórtice magnético.

4.1.1 Método Analítico

Para descrever o comportamento do núcleo do vórtice com a anisotropia perpendicular, vamos utilizar o modelo de núcleo rígido ao qual nos referimos na seção [3.3], e iremos seguir o raciocínio desenvolvido por Jubert *et al.* [18] e por F. Garcia *et al.* [7]. O artigo F. Garcia *et al.* [7] que faz parte da tese, teve sua parte teórica desenvolvida por H. Westfahl do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS). Para facilitar a descrição matemática do vórtice magnético, escrevemos a magnetização em coordenadas cilíndricas:

$$m_\rho = 0, \quad (4.1)$$

$$m_\varphi = \sqrt{1 - m_z(\rho)^2} \quad (4.2)$$

$$m_z = m_z(\rho), \quad (4.3)$$

utilizado a aproximação de E. Feldtkeller e H. Thomas [61] a magnetização no eixo z , é representada por:

$$m_z = m_z(\rho) = e^{-2b^2\rho^2} \quad (4.4)$$

onde b é o parâmetro de minimização, e também $1/b$ corresponde ao diâmetro do núcleo do vórtice.

A energia total do sistema é composta pela energia de anisotropia, energia magnetostática e energia de troca,

$$E_{\text{tot}} = E_M + E_{\text{tr}} + E_{K_z}$$

Não consideramos a anisotropia no plano, apenas a energia de anisotropia perpendicular ao plano do disco, proporcional à constante de anisotropia perpendicular K_z , dada por:

$$E_{K_z} = -2\pi K_z L \int m_z^2 \rho d\rho \quad (4.5)$$

e substituindo a equação (4.4) na equação (4.5) e resolvendo a integral, temos:

$$E_{K_z} = \pi K_z L \left(\frac{e^{-4D^2 b^2} - 1}{4b^2} \right) \quad (4.6)$$

A energia magnetostática [59, 99, 100] é:

$$E_M = \pi \mu_0 M_s^2 \int_0^\infty (1 - e^{-\alpha L}) \left[\int_0^\infty \rho m_z(\rho) J_0(\alpha \rho) d\rho \right]^2 d\alpha \quad (4.7)$$

e para a situação em que $Db \gg 1$

$$E_M = \sqrt[3]{\pi} \mu_0 M_s^2 \left(1 - e^{b^2 L} [1 - \text{Erf}(bL)] \right) \quad (4.8)$$

E energia de troca é:

$$E_{\text{tr}} = A \left[\sqrt{\frac{\partial m_z}{\partial \rho}} \left(\frac{1}{1 - m_z^2} \right) + \frac{1 - m_z^2}{\rho^2} \right]. \quad (4.9)$$

Por fim, substituindo a equação (4.4) em (4.9), a energia de troca fica:

$$E_{\text{tr}} = \pi A L \left[\frac{\pi^2}{6} + \ln(\gamma b^2 D^2) \right] \quad (4.10)$$

Logo, a soma das equações (4.6), (4.8) e (4.10) corresponde à energia total do sistema. Minimizando a energia total em função do parâmetro b , chegamos a:

$$b = \sqrt{\frac{\mu_0 M_s^2}{A}} \sqrt{\frac{1 + K_z}{\mu_0 M_s^2}} \quad (4.11)$$

Logo, utilizando a relação $b = 1/2r_c$, ficamos com:

$$\frac{1}{b} = 2r_c = 2\sqrt{\frac{A}{K_d - K_z}} \quad (4.12)$$

A aproximação feita é válida para o limite em que o raio do núcleo do vórtice (r_c) é muito menor do que o raio do disco R , ou seja: $R \gg 1/b$.

A equação (4.12) descreve o comportamento do núcleo do vórtice com a anisotropia perpendicular no sistema, da equação (4.12) podemos afirmar que o núcleo do vórtice é proporcional a $1/\sqrt{K_z}$, como mostra a figura 4.4 . Porém, nota-se que nesta aproximação (r_c) diverge quando $K_d = K_z$, e para $K_d > K_z$ não há solução real.

Anisotropia efetiva

Os materiais ferromagnéticos monocristalinos exibem plano ou eixo fácil ou difícil para a magnetização. Do ponto de vista tecnológico a anisotropia magnética é uma das propriedades mais importantes de materiais magnéticos. Dependendo do tipo de aplicação, é necessário que os materiais apresentem anisotropia magnética alta, média ou baixa [101].

Uma forma de controlar a anisotropia é através do uso de multicamadas (ferromagnética/não magnética) controlando a espessura do material magnético nas multicamadas e com a escolha adequada dos materiais, é possível verificar a mudança da direção do eixo fácil de magnetização do plano para a direção perpendicular a ele [101]. Nesse sentido, o trabalho de M. M. Soares *et al.* [102] observou vórtices magnéticos em calotas, onde foram depositadas as multicamadas de Co/Pd com uma dada anisotropia efetiva, o que influenciou o tamanho do núcleo do vórtice.

A seguir, mostraremos a relação entre o tamanho do núcleo do vórtice com a anisotropia efetiva presente em sistemas de nanodiscos com multicamadas de Cobalto/Platina (Co/Pt). Ao considerarmos sistemas de multicamadas observamos que a anisotropia magnética efetiva (K_{efe}) é sensível às contribuições de interface,

e pode ser controlada alterando a espessura do cobalto [101]. A anisotropia efetiva K_{efe} em multicamadas pode ser descrita pela seguinte expressão fenomenológica:

$$K_{\text{efe}} = K_v - 2\frac{K_s}{L} \quad (4.13)$$

onde L é a espessura do cobalto, K_v é a anisotropia do volume e K_s é a anisotropia de interface das multicamadas entre a platina e o cobalto. A equação (4.13) mostra que é possível variar a anisotropia efetiva K_{efe} das multicamadas, simplesmente variando a espessura L . A direção da magnetização pode ser determinada traçando o gráfico K_{efe}/L versus L . Assim, para $K_{\text{efe}} < 0$ o eixo fácil da magnetização está no plano e $K_{\text{efe}} > 0$ o eixo fácil da magnetização está para fora do plano [101].

Da análise da equação (4.13) podemos considerar que K_d e K_z são o equivalente à anisotropia de volume K_v e do termo de interface $2K_s/L$, respectivamente; esses termos estão descritos na equação (4.12). Assim, partindo do modelo proposto por nós, temos que o raio do núcleo do vórtice (r_c) em função da anisotropia efetiva do sistema (K_{efe}) é descrito pela seguinte equação:

$$r_c = \sqrt{\frac{A}{K_v - 2K_s/L}} = \sqrt{\frac{A}{K_{\text{efe}}}} \quad (4.14)$$

Da equação (4.14) observa-se que com a redução da anisotropia efetiva o núcleo do vórtice aumenta como mostra a figura 4.5, em outras palavras, com o aumento da espessura do ferromagnético na multicamada aumenta o valor da anisotropia de volume diminui, assim a influência anisotropia de interface, implicando a redução da anisotropia efetiva, conseqüentemente aumenta o diâmetro do núcleo do vórtice.

Simulação com anisotropia perpendicular

A solução numérica da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, ver equação (2.15), foi obtida utilizando o código OOMMF [49] (ver Seção 2.2). Do campo efetivo que atua sobre a magnetização do nanodisco apenas o termo da energia de Zeeman é

nulo. Incluímos o termo de anisotropia uniaxial dado pela equação (A.24), onde $K_{\text{efe}} = K_z$, assim se os momentos magnéticos estiverem paralelos ao eixo z a energia de anisotropia é mínima. O termo de anisotropia perpendicular foi incluído para verificar a validade do modelo que descreve o comportamento do núcleo do vórtice (r_c) na presença da anisotropia perpendicular (K_z).

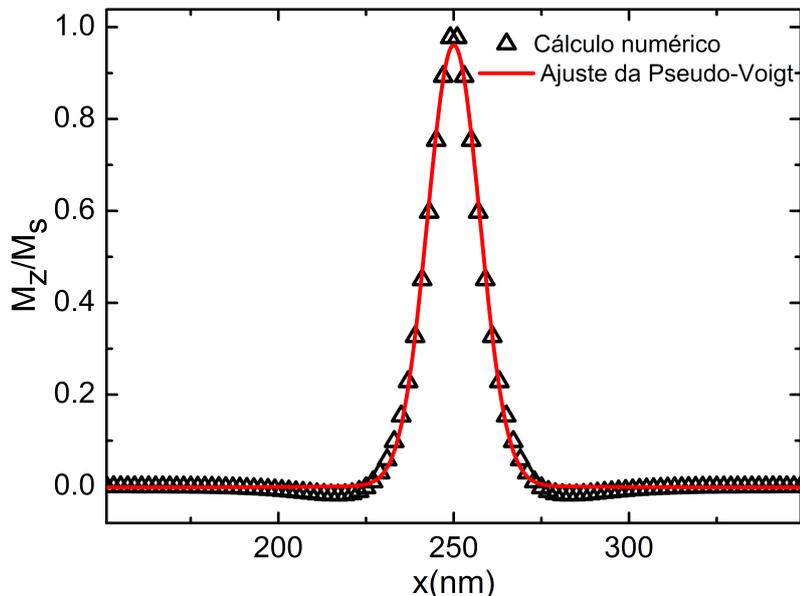


Figura 4.1: Os pontos triangulares representam o perfil do núcleo do vórtice obtido via simulação micromagnética, a linha vermelha representa o ajuste da pseudo-Voigt, o qual utilizamos para obter o raio do núcleo do vórtice (r_c).

Nos cálculos numéricos utilizamos os valores tabelados para o cobalto e o permalloy que são mostrados na tabela [4.1]. A partir das simulações micromagnéticas obtivemos a configuração magnética para o estado fundamental dos nanodiscos de cobalto com diâmetros de $2R = 250, 500, 750, 1000$ e 2000 nm de uma única camada de cobalto com $L = 2$ nm em função da constante de anisotropia perpendicular (K_z). Nas simulações envolvendo o permalloy os discos utilizados tinham diâmetros de $2R = 500$ nm e espessura de $L = 20$ nm e alteramos a anisotropia perpendicular. Em todos os diâmetros e com os dois materiais que simulamos com $K_z = 0$, o estado de mínima energia é o vórtice. Logo, o estado inicial para a simulação foi sempre o estado de vórtice magnético.

Os perfis da magnetização $m_z(\rho)$ ao longo dos eixos x e y foram ajustados com

Tabela 4.1: Valores utilizados para o cobalto e o permalloy na simulação micromagnética.

Material	Rigidez de troca	Magnetização de saturação	Tamanho das células
Cobalto	3×10^{-11} J/m	1400×10^3 A/m	$2 \times 2 \times 2$ nm ³
Permalloy	$1,3 \times 10^{-11}$ J/m	860×10^3 A/m	$5 \times 5 \times 5$ nm ³

uma função pseudo-Voigt[†]. O raio do núcleo (r_c) foi obtido pelo ajuste do perfil da componente z da magnetização do núcleo, **por meio de uma pseudo-Voigt, e o valor do raio do núcleo é a metade da largura a meia altura como mostrado na figura 4.1.**

Técnicas experimentais

A figura 4.5 foi obtida utilizando um microscópio de força magnética da marca NTEGRA Aura, o microscópio de varredura por sonda (NT-MDT Co.) com uma ponta de MFM comercial (NSG01 tipo, CoCr revestimento magnético, NT-MDT Co.) magnetizado ao longo do eixo da ponta com um campo de um ímã permanente. As imagens foram adquiridas pelo MFM em temperatura ambiente. Esta parte do trabalho foi desenvolvida em colaboração com M. D. Martins do Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear (CDTN) e A. G. S. Barbosa à época estudante de mestrado do CDTN, que está presente no trabalho E. R. P. Novais *et al.* [103] e na dissertação de A. G. S. Barbosa [104]. Numa medida de MFM, primeiro mede-se a topografia da amostra com o procedimento normal de uma varredura de AFM. Depois a ponta é elevada até uma altura z em que a força de Van-der-Waals é muito menor do que a interação dipolar magnética. Realizando outra varredura para obter a imagem magnética, o contraste magnético obtido com o MFM depende da distância entre a ponta e a amostra. Assim, para evitar artefatos instrumentais na determinação do tamanho do núcleo a partir da imagem de vórtice obtida por microscopia de força magnética mantivemos a distância z constante para todas as amostras medidas. Logo, o contraste magnético dependerá somente da interação

[†]A pseudo-Voigt é uma função composta pela soma de uma gaussiana mais uma lorentziana, dada por: $pV = (1 - \eta)G - \eta L$, onde G é a função gaussiana, L é a função lorentziana e η corresponde à parcela (entre 0 e 1) da função lorentziana.

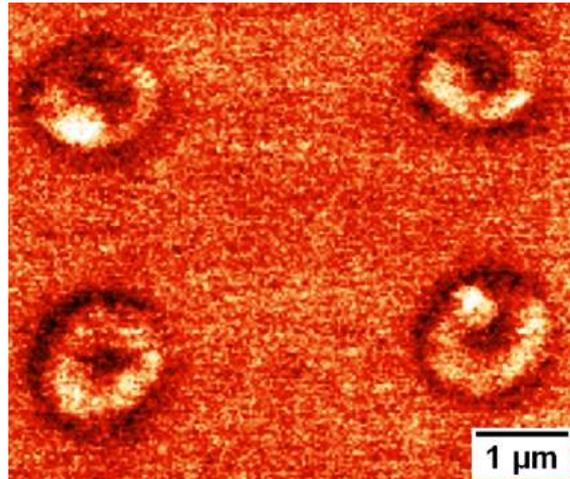


Figura 4.2: Imagem dos discos de multicamada Co/Pt obtida por microscopia de força magnética.

magnética da amostra com a ponta. Isto implica que a microscopia de força magnética não é a técnica mais adequada para determinar quantitativamente o diâmetro do núcleo de vórtice. Entretanto, não esperávamos medir com precisão o núcleo do vórtice com o MFM, mas sim obter a tendência do crescimento do diâmetro do vórtice com a espessura da camada de cobalto.

4.2 Resultados

A figura 4.3 mostra como o perfil do núcleo do vórtice altera com a presença da anisotropia perpendicular. Os dados foram obtidos via simulação micromagnética para discos de permalloy com diâmetro de $D = 500$ nm e $L = 20$ nm. Vemos que o diâmetro do núcleo do vórtice é aumentado com o aumento da anisotropia perpendicular, como também, a depressão na magnetização em torno do núcleo do vórtice, que é mostrada na inserção no canto superior direito da figura 4.3.

A figura 4.4 mostra a evolução do diâmetro dos núcleos dos vórtices quando o termo de energia de anisotropia perpendicular é incluído no modelo analítico e computacional. A figura 4.4 exibe o tamanho do núcleo *versus* K_z para os diâmetros dos discos de cobalto com $2R = 250, 500, 750, 1000$ e 2000 nm tanto obtidos com as simulações micromagnéticas quanto pelo modelo analítico dado pela equação (4.12). Da figura 4.4 podemos observar que o modelo analítico tem um bom acordo com a

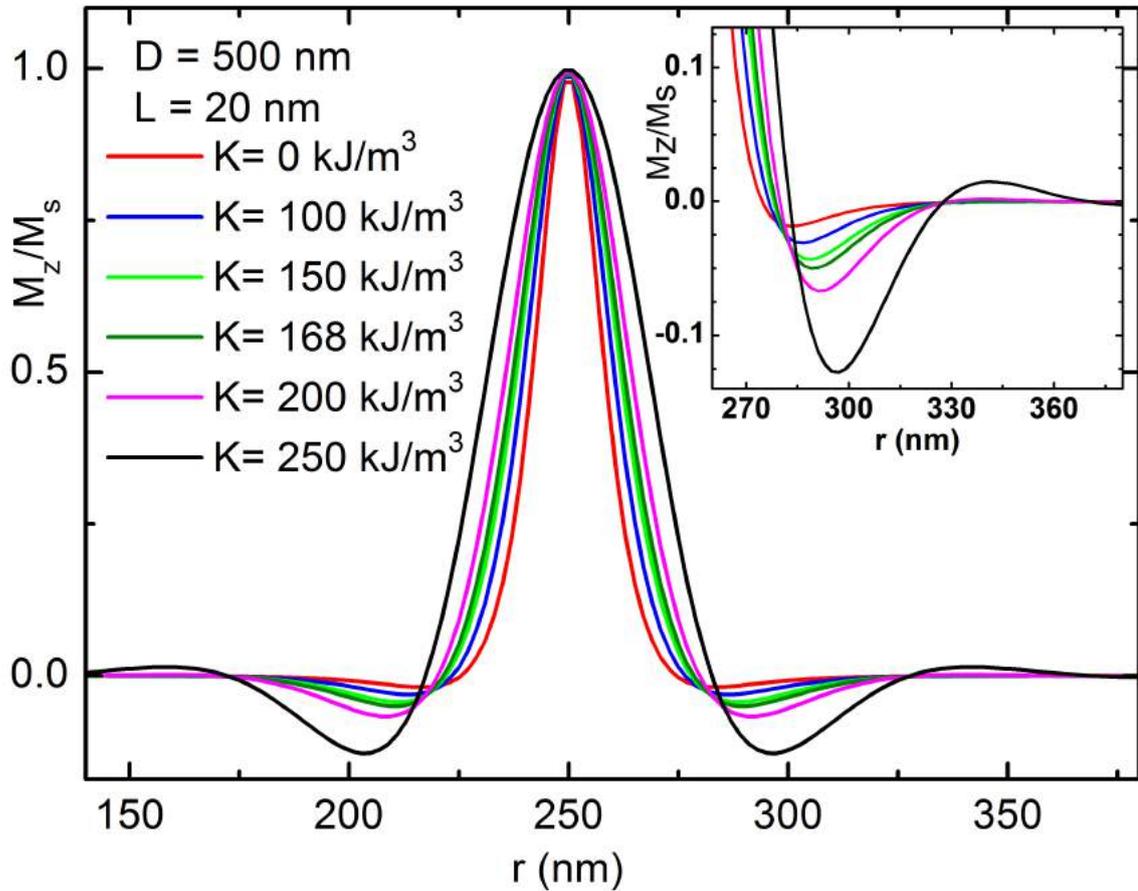


Figura 4.3: Dependência da forma do núcleo do vórtice com a anisotropia perpendicular para um disco de $D = 500$ nm e para a espessura $L = 20$ nm. Na inserção mostramos em detalhe a parte negativa (depressão) da magnetização dos núcleos dos vórtices.

simulação micromagnética e que o diâmetro do núcleo do vórtice não depende do raio dos nanodiscos.

A figura 4.5 mostra a evolução do diâmetro dos núcleos dos vórtices quando o termo de energia de anisotropia efetiva é alterado no modelo analítico e computacional, como também, a tendência do crescimento do núcleo do vórtice medida experimentalmente utilizando um microscópio de força magnética. As amostras medidas por MFM são discos formados por multicamadas de Cobalto/Platina (Co/Pt) em uma matriz de discos com distância entre os centros de $d = 2500$ nm, com diâmetros de $2R = 250, 500, 1000,$ e 2500 nm com as espessuras do cobalto variando de $L = 0,6, 0,8, 1,6,$ e $2,0$ nm. Elas foram produzidas por pulverização catódica (sputtering) em substratos de SiO_2/Si com organização cristalográfica [100], as estruturas são compostas por $[\text{Co}_L/\text{Pt}_2]_6/\text{Pt}_6$.

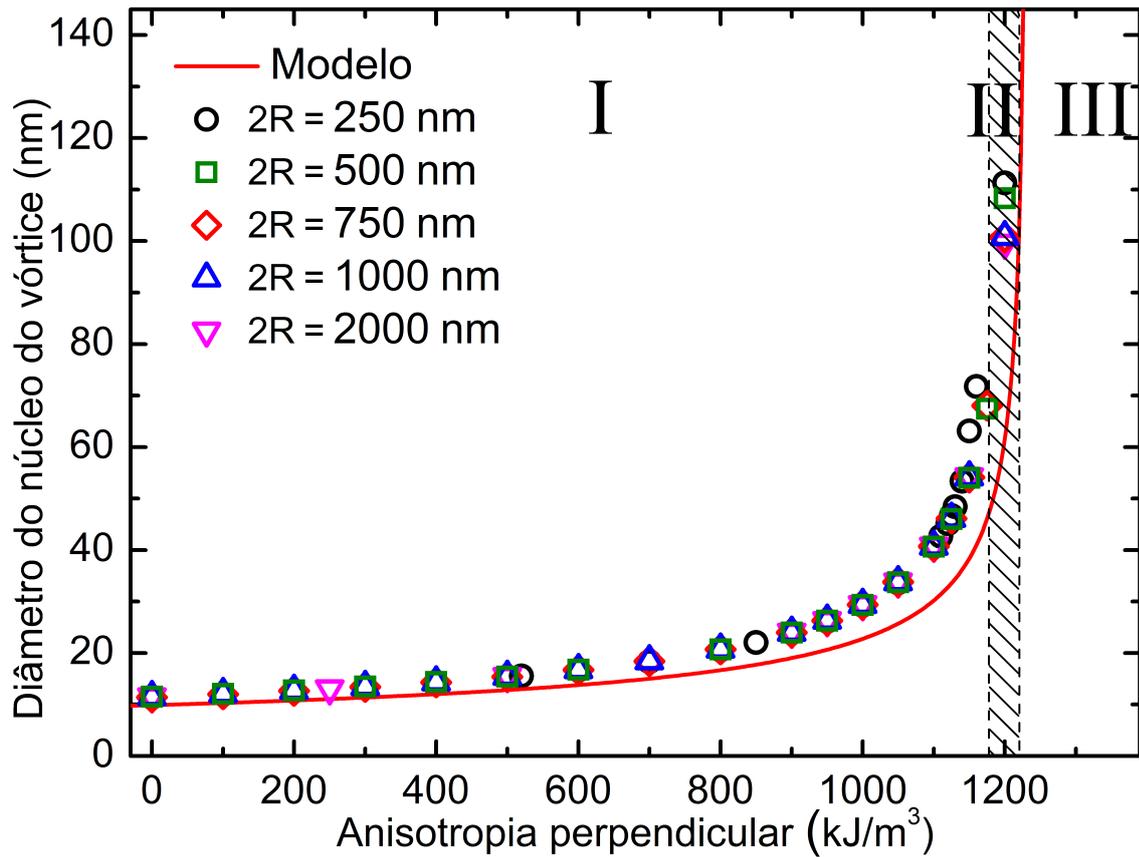


Figura 4.4: Diâmetro do núcleo do vórtice *versus* anisotropia perpendicular. A linha contínua vermelha representa o modelo analítico mostrado na equação (4.12), enquanto os símbolos representam a simulação micromagnética para 5 diâmetros distintos. O tamanho do núcleo do vórtice independe do raio do nanodisco.

Na figura 4.5 observa-se que os pontos circulares vermelhos foram medidos a partir das imagens obtidas por MFM, enquanto que os pontos quadrados pretos e a linha contínua foram obtidos por simulação micromagnética e pelo modelo analítico, respectivamente. As figuras 4.5 e 4.4 mostram que os diâmetros dos núcleos dos vórtices obtidos analiticamente têm um bom acordo com os resultados das simulações micromagnéticas.

Determinamos experimentalmente a tendência do aumento do diâmetro do núcleo do vórtice nas multicamadas de Cobalto/Platina (Co/Pt), com a diminuição da anisotropia efetiva, em outras palavras, com o aumento da anisotropia da interface nas multicamadas atuando sobre os nanodiscos. As medições de MFM feitas nos nanodiscos de Co para observar o vórtice magnético, no entanto, não permitem a

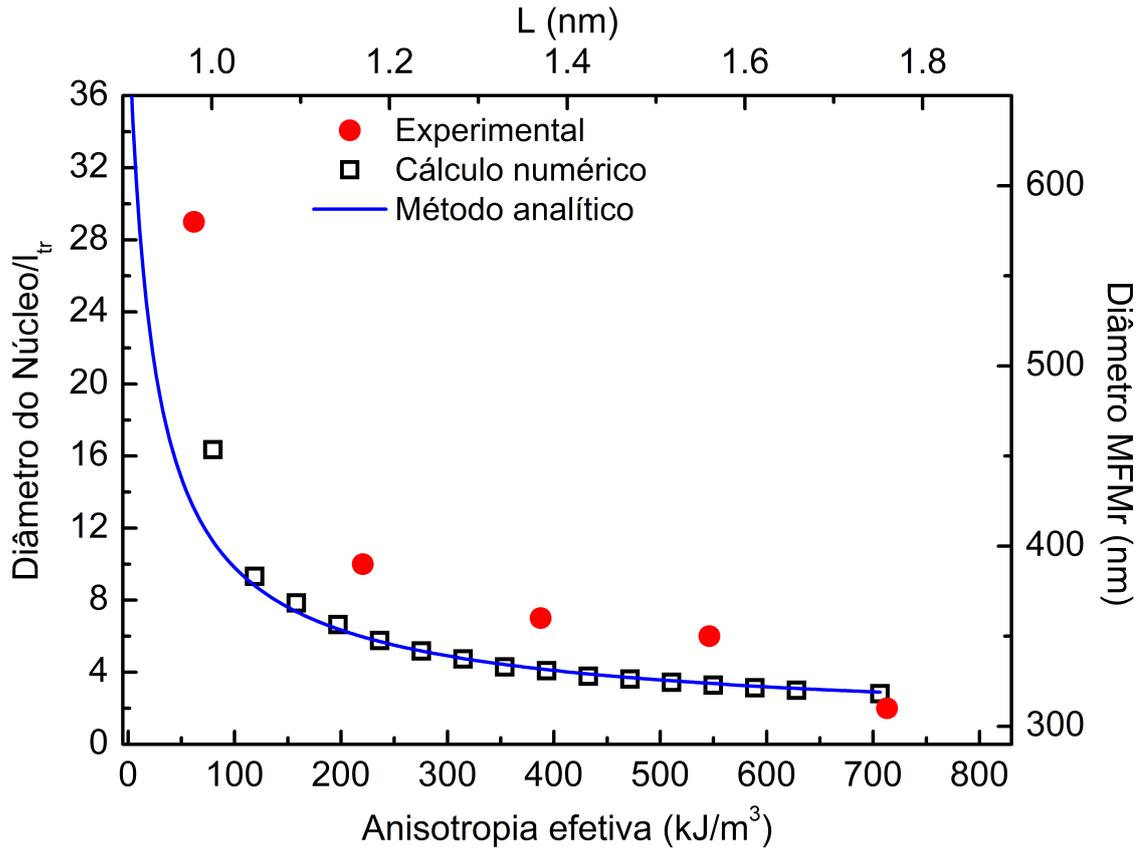


Figura 4.5: Dependência do diâmetro do núcleo do vórtice com a anisotropia efetiva. Os círculos sólidos (vermelhos) foram obtidas experimentalmente por microscopia de força magnética; a amostra é constituída de multicamada cobalto/platina (Co/Pt). A linha contínua (azul) foi obtida por modelo analítico. Os pontos quadrados (pretos) foram obtidos via simulação numérica utilizando o OOMMF.

determinação precisa do diâmetro do núcleo do vórtice. Elas só permitem a observação da tendência do crescimento do núcleo do vórtice, como mostrado na figura 4.5; os diâmetros dos núcleos dos vórtices são representados como uma função da espessura da camada de Co e foi calculada a anisotropia efetiva das amostras utilizando a equação (4.13). A figura 4.2 mostra a imagem de MFM de quatro discos constituídos por multicamada de Co/Pt, que apresentam vórtices magnéticos.

A observação mais relevante é que o raio do núcleo do vórtice (r_c) varia em função da anisotropia perpendicular (K_z), seguindo o comportamento previsto pelo nosso modelo dado na equação (4.12). Os dados referentes aos diâmetros dos núcleos dos vórtices que foram obtidos via simulação micromagnética e também por meio do modelo analítico apresentaram boa concordância entre si.

A partir da figura 4.4 podemos construir um diagrama de fase com as configurações magnéticas expostas na figura 4.6, com três regiões distintas. Para baixos valores da anisotropia perpendicular (K_z), região I na figura 4.4, encontramos uma estrutura de vórtice normal com o diâmetro do núcleo do vórtice esperado ($r_c < 10$ nm), representada pela figura 4.6**I-a** que corresponde a $K_z = 0$. Ainda na região I, observa-se um aumento contínuo do diâmetro do núcleo do vórtice em função de K_z , como previsto pelo modelo. O aumento do diâmetro do núcleo do vórtice $2r_c$, é levado até o limite da existência do vórtice magnético mostrado na figura 4.6**I-b**. Em seguida, com o aumento da anisotropia perpendicular, a configuração magnética evolui para a região II no gráfico da figura 4.4. Na região II da figura 4.4 há uma configuração magnética, que apresenta, além da magnetização no sentido do eixo z , núcleo do vórtice, uma magnetização perpendicular na borda dos nanodiscos, e entre elas uma magnetização no plano, configuração esta apresentada na figura 4.6**II-c** e identificada como skyrmion.

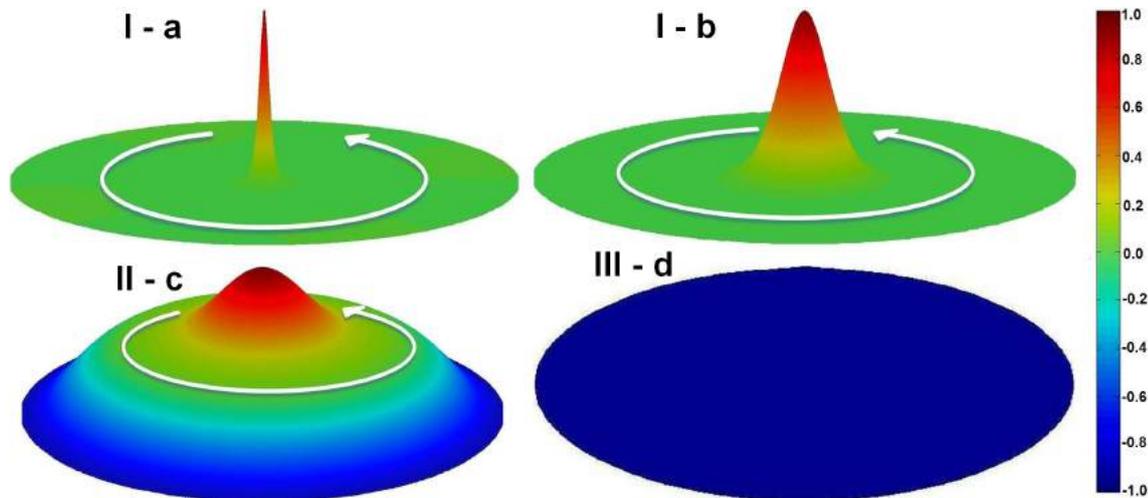


Figura 4.6: Configurações de spins para os nanodiscos de cobalto com $d = 250$ nm e $L = 2$ nm obtidas via simulação micromagnética em função da anisotropia perpendicular. **I-a** núcleo do vórtice pequeno com $K_z \sim 0$, **I-b** núcleo do vórtice grande para $K_z < 1100$ kJ/m³, **II-c** núcleo do vórtice grande para $K_z > 1050$ kJ/m³ com magnetização perpendicular nas bordas, configuração tipo skyrmion e **III-d** monodomínio com magnetização perpendicular ao plano para $K_z > 1200$ kJ/m³.

O skyrmion não é encontrado em todos os diâmetros simulados com os valores da anisotropia perpendicular que usamos. O skyrmion foi observado no disco com

diâmetro menor que $2r = 500 \text{ nm}$ na figura 4.7(b). Assim, para discos maiores e com a mesma anisotropia, observamos uma configuração de spin que apresenta magnetização alternada na borda do disco ($\pm M_z$), como mostra a figura 4.7(b). Além dessas configurações, observamos também multidomínios com anéis concêntricos com magnetização no sentido do eixo z , figura 4.7(c), resultado semelhante ao que foi relatado por C. Moutafis *et al.* em [105]. As três configurações magnéticas da figura 4.7 (o skyrmion, a magnetização alternada na borda e anéis concêntricos de magnetização) estão representadas na região II da figura 4.4. Para anisotropias perpendiculares ainda maiores que as utilizadas para obter a figura 4.7, ou seja, $K_z > 1250 \text{ kJ/m}^3$ não existe mais solução real para a equação (4.12), pois o sistema passa de uma anisotropia efetiva negativa para uma positiva, ou seja, existe uma reordenação dos spins. Logo, o núcleo do vórtice não é mais observado. E assim, na simulação micromagnética encontramos a configuração de monodomínio com magnetização perpendicular ao plano como mostra a figura 4.6**III-d**.

Além das medidas feitas por MFM, também foram realizadas medidas utilizando a técnica de emissão de elétrons polarizados (PEEM-XMCD) estas medidas foram realizadas no Síncrotron Elettra – Itália por F. Garcia. A imagem da microscopia de emissão de elétrons contrasta o alinhamento da magnetização em relação à direção do feixe de raios-X. Cabe ser ressaltado que o XMCD-PEEM é sensível a componente da magnetização paralela a direção de propagação do vetor de onda (k) do raios-X, portanto no caso de uma estrutura de vórtice, esperamos ter contraste claro (escuro) quando o momento magnético está paralelo (antiparalelo) ao (k) do feixe de raios-X. O experimento foi realizado na configuração de raio com incidência rasante com inclinação de 16° . Portanto, as imagens distinguem principalmente a distribuição de magnetização no plano, o contraste preto e branco refere-se à relação paralela e antiparalela entre as componentes da magnetização e a direção do feixe. No entanto, as medições são pouco sensíveis à magnetização perpendicular, devido ao ângulo entre a magnetização perpendicular e o feixe de raios-X, que foi de 16° .

A figura 4.8 mostra imagens dos discos em multicamadas formados por $[\text{Co}_2/\text{Pt}_2] \times 6$,

que apresentaram a maior anisotropia efetiva (K_{efe}), ou seja, discos com maiores espessuras $L = 2$ e $1,6$ nm. Para discos na matriz com diâmetros de $D = 1$ e $2 \mu\text{m}$, quase todos os discos têm uma única estrutura de vórtice. Isto é confirmado ao comparar o resultado experimental de um disco de $2R = 1 \mu\text{m}$, com o equivalente simulado como mostra a figura 4.8. Logo, podemos observar que as figuras 4.8(b) e 4.8(c) tem o mesmo padrão de contraste, o que nos leva a afirmar que a figura 4.8(b) apresenta uma estrutura de vórtice normal, como a figura 4.8(c).

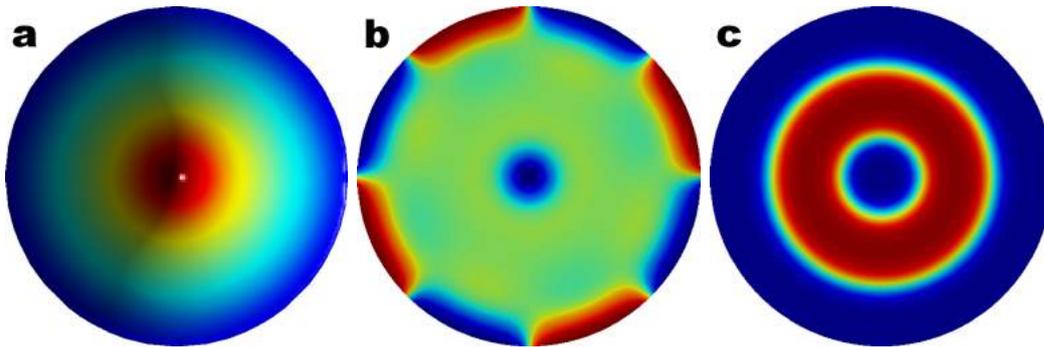


Figura 4.7: Configurações magnéticas para anisotropias perpendiculares maiores que $K_z = 1190 \text{ kJ/m}^3$. Em (a) skyrmion, (b) configuração com magnetização alternada na borda do disco e em c multidomínio com magnetização alternada no eixo z em anéis concêntricos.

Para as matrizes com uma espessura menor de Cobalto $[\text{Co}_L/\text{Pt}_2]_{\times 6}$ ($L = 0,6$ e $0,8$ nm), isto é, para $K_{\text{efe}} \sim 0$, as configurações magnéticas não parecem corresponder a um vórtice usual, como mostra a imagem obtida por XMCD-PEEM na figura 4.9(a). Neste caso, observa-se um menor contraste entre claro e escuro perto do centro. Nossa interpretação é que temos a mesma configuração de spin correspondente à região II do diagrama de fase da figura 4.4 que corresponde a figura 4.6II-c, ou seja, no centro do disco a magnetização está no sentido $+z$, na borda em $-z$ e entre elas existe uma magnetização no plano. Podemos interpretar esta configuração de spin como sendo um skyrmion. Para efeito de comparação a figura 4.9(b) apresenta a mesma configuração de spin da figura 4.6II-c, mas com um padrão de contraste próximo ao observado pelo PEEM, mostrando uma boa concordância entre a medida experimental e a simulação micromagnética. Neste caso, o contraste é fraco em relação ao eixo z devido ao ângulo de inclinação do raio próximo a 16° entre o plano

da amostra e a direção dos raios-x.

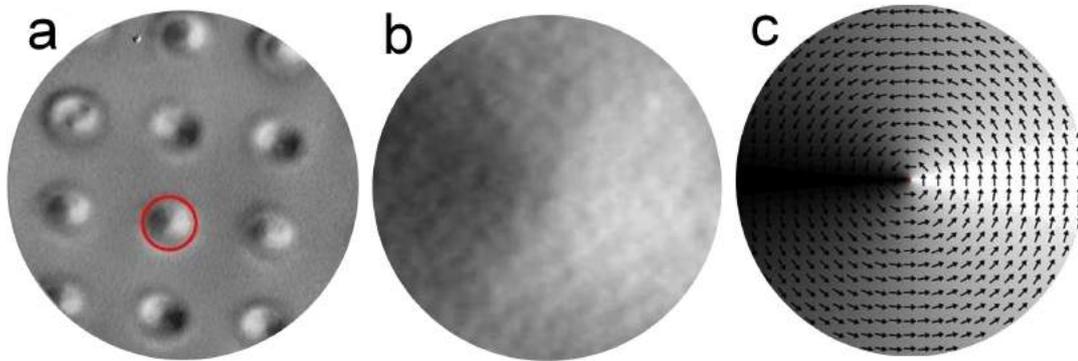


Figura 4.8: a) Imagem obtida por XMCD-PEEM dos discos formados por multicamadas Cobalto/Platina (Co/Pt) para diâmetros de $2R = 1\mu\text{m}$. b) Destacamos o disco com círculo vermelho, que apresenta a estrutura de vórtice magnético, c) Simulação do disco magnético com o OOMMF, com as características dos discos da matriz real. A imagem do disco simulado é mostrada com o mesmo contraste da imagem obtida experimentalmente.

Embora a técnica XMCD-PEEM não seja adequada para avaliar o raio do núcleo do vórtice (r_c), pôde-se observar um comportamento que corrobora nossa proposição. Para as camadas mais espessas de Cobalto, onde é esperada uma maior anisotropia no plano, obteve-se uma estrutura de vórtice na figura 4.8. Assim, à medida em que nos aproximamos da condição de transição da anisotropia efetiva para fora do plano observamos uma reorientação dos spins, ou seja, para as camadas mais finas de Cobalto, observamos magnetização fora do plano na figura 4.9, onde a imagem mostrada na figura é idêntica à figura 4.7(a), mas representada com o contraste igual ao obtido experimentalmente. Isto está de acordo com as simulações, ou seja, se obtém a estrutura de vórtice.

Podemos destacar que a nossa observação a respeito da configuração de skyrmion foi à temperatura ambiente e sem campo magnético perpendicular na amostra para induzir a formação desta estrutura. Entretanto, em outros trabalhos que observaram os skyrmions as amostras estavam a baixa temperatura e/ou submetidas a um campo magnético perpendicular ao plano da amostra [93, 94, 96].

Conclusões Parciais

O controle das características dos vórtices magnéticos, incluindo o tamanho do núcleo do vórtice, é uma questão fundamental para as aplicações em dispositivos, tais como memórias magnéticas com vórtice e transferência de spin por nano-osciladores. Neste trabalho, propomos e mostramos como controlar o diâmetro do núcleo do vórtice alterando a anisotropia magnética efetiva dos sistemas. O nosso estudo sobre o efeito da anisotropia efetiva em um nanodisco magnético foi realizado utilizando três métodos: Experimental, Simulação micromagnética e Analítico. Assim, mostramos que o comportamento do núcleo do vórtice é o mesmo para o método experimental e para a simulação micromagnética. Além disso, o modelo proposto para descrever o aumento no tamanho do núcleo do vórtice magnético em função da anisotropia efetiva tem um bom acordo com os dois métodos.

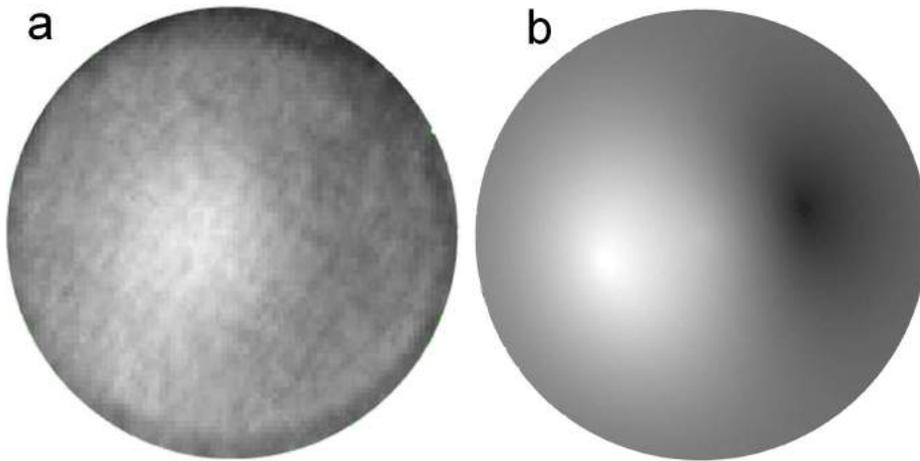


Figura 4.9: a) Imagem de XMCD-PEEM de um disco com diâmetro de $1 \mu\text{m}$ de multicamada de $[\text{Co}_{0.6}/\text{Pt}_2] \times 6$. Em b), configuração de spin simulada para um disco com o mesmo tamanho na região II no diagrama de fase da figura 4.4.

A partir das simulações micromagnéticas foi construído um diagrama de fase para o vórtice magnético de acordo com o tamanho do núcleo do vórtice. Com o raio do núcleo do vórtice variando de aproximadamente o comprimento de troca (l_{tr}) para $K_z = 0$ até o raio do núcleo do vórtice próximo de oito comprimentos de troca ($r_c = 8l_{\text{tr}}$) para $K_z \approx 1100 \text{ kJ/m}^3$. Para as anisotropias perpendiculares maiores observa-se uma nova configuração magnética, o skyrmion. Nesse caso, o skyrmion é

formado apenas com a anisotropia perpendicular no sistema. Assim, provamos que é possível haver skyrmions em simulações sem a interação de Dzyaloshinskii-Moriya. Com o aumento da anisotropia perpendicular o núcleo é destruído, tornando-se uma configuração de monodomínio com a magnetização perpendicular ao plano.

Na parte experimental verificamos que a variação da espessura do material magnético produz diferentes anisotropias efetivas no sistema de multicamadas de Co/Pt, que se reflete no tamanho do núcleo do vórtice magnético. Com a microscopia de força magnética foi possível mostrar que o núcleo do vórtice nas multicamadas tem o mesmo comportamento que nas simulações. Por fim, das imagens obtida por XMCD-PEEM comparando com as configurações obtidas via cálculo numérico deduzimos que o skyrmion está presente nos nanodiscos com a menor espessura de cobalto. Contudo, não podemos afirmar que no caso experimental não exista a interação de Dzyaloshinskii-Moriya.

Capítulo 5

Diagramas de fase

Mostramos no capítulo [4] com métodos teórico e experimental, que com o uso de multicamadas de Cobalto/Platina (Co/Pt) é possível controlar o diâmetro do núcleo do vórtice, alterando a anisotropia efetiva originada na interface da multicamada de Cobalto/Platina (Co/Pt). Aumentando a anisotropia efetiva nos nanopontos magnéticos, por exemplo, com a redução da espessura da camada de Cobalto, o diâmetro do núcleo do vórtice cresce, eventualmente, outro estado magnético surge, o skyrmion.

Assim, neste capítulo, iremos abordar a influência da anisotropia perpendicular nas configurações magnéticas, não somente do núcleo do vórtice como no capítulo [4]. O principal objetivo do presente capítulo é obter as configurações magnéticas para construir os diagramas de fase de nanopontos magnéticos, modificados pela presença de anisotropia perpendicular (K_z). Para este fim, obtivemos primeiro diagramas de fase para nanopontos com $K_z = 0$, com formas circulares e elíptica [106]. Deste modo, podemos comparar os diagramas de fase com e sem anisotropia perpendicular.

As diferentes configurações magnéticas e as variedades de propriedades magnéticas observadas em nanopontos em função da dimensão realçam o interesse no estudo dos diagramas de fase, o mapeamento do espaço de parâmetros onde um determinado comportamento magnético é esperado.

Os diagramas de fase foram obtidos para os nanodiscos com diversos métodos,

por exemplo, analítico, computacional e experimental. K. L. Metlov e K. Y. Guslienko [54] e P. Landeros *et al.* [19] obtiveram diagramas de fase utilizando métodos analíticos. Nestes trabalhos, foram encontradas três regiões distintas de magnetização: magnetização uniforme no plano, magnetização uniforme fora do plano e vórtice.

Os diagramas de fase apresentados nos trabalhos experimentais para nanodiscos magnéticos foram obtidos por métodos indiretos, por exemplo, C. A. Ross *et al.* [9] derivaram seus diagramas de fase a partir das curvas de histerese. As configurações foram inferidas com base na forma das curvas de histerese de nanodiscos de Níquel, Cobalto, Cobalto/Níquel e Cobalto/Platina de diferentes espessuras e diâmetros. C. A. Ross *et al.* construíram um diagrama de fase com três configurações distintas, descritas como flor no plano, flor fora do plano, e vórtice/multidomínios. No artigo de S.-H. Chung *et al.* [10] foram obtidas as configurações magnéticas a partir de imagens de microscopia de varredura eletrônica com análise de polarização “*scanning electron microscopy with polarization analysis –Sempa*”. Porém, as fronteiras de separação entre as configurações foram obtidas utilizando a simulação micromagnética (pacote OOMMF).

No trabalho de W Scholz *et al.* [17] o diagrama de fase é composto de simulação micromagnética e um método analítico. As fronteiras entre as regiões com diferentes configurações magnéticas estão de acordo com as fronteiras obtidas por simulação micromagnética. Outro estudo para obter as configurações magnéticas via simulação, desta vez usando uma abordagem de escala, foi realizado para nanopontos circulares e elípticos por W. Zhang *et al.* [57]. Eles encontraram no diagrama de fase para elipses um arranjo vórtice duplo para pontos com semi-eixos (a) maiores que 150 nm. As simulações foram feitas para elipses sem o núcleo do vórtice, uma escolha que pode deslocar os limites do diagrama de fase em aproximadamente 35%, o que é um valor significativo.

Contudo, o diagrama de fase para nanoelipses ainda tem sido pouco explorado, e por isso aqui nós iremos mostrar a complexidade das configurações magnéticas para

as nanoelipses sem e com anisotropia perpendicular, obtidas através da simulação micromagnética. Por meio de simulação micromagnética e o uso de um modelo analítico obtivemos diagramas de fase para nanodiscos com anisotropia perpendicular. Existe um bom acordo entre os diagramas de fase construídos pelos dois métodos. Para as nanoelipses obtivemos o diagrama de fase para anisotropia perpendicular nula ($K_z = 0$) e para $K_z \neq 0$, neste caso, fixamos a espessura em $L = 50$ nm e variamos a anisotropia perpendicular. Nos diagramas de fase da elipse observam-se configurações magnéticas mais complexas que as encontradas nos nanopontos circulares.

5.1 Diagrama de fase para nanodiscos

Método analítico

A parte teórica que compõe o trabalho E. R. P. Novais *et al.* [103] foi desenvolvida por P. Landeros da Universidad Técnica Federico Santa María (UTFSM). A energia dos estados magnéticos com magnetização uniforme no plano (monodomínio planar) e fora do plano (monodomínio perpendicular) podem ser escritas como [18, 21]:

$$E^{IP} = \frac{\mu_0 M_s^2}{4} \pi r^2 L [1 - N_z(r, L)] \quad (5.1)$$

$$E^{OP} = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} \pi r^2 L \left[N_z(r, L) + \frac{2(K_v - K_z)}{\mu_0 M_s^2} \right] \quad (5.2)$$

onde N_z é o termo de desmagnetização [21]. N_z é dado por [18]:

$$N_z = 1 + \frac{8r}{3\pi L} - F_{21} \left[-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 2, \frac{4r^2}{L^2} \right] \quad (5.3)$$

onde $J_1(x)$ é a função de primeira ordem de Bessel e $F_{21}(a, b, c, x)$ é uma função hipergeométrica.

A fim de descrever as configurações de nanodiscos magnéticos, desenvolvemos um modelo simples para o estado de vórtice magnético com magnetização fora do

plano na borda do disco, skyrmion. Levamos em conta o volume (K_v) e anisotropia perpendicular (K_z), bem como contribuições de energia dipolar e de troca.

O estado de vórtice magnético pode ser geralmente descrito em termo da magnetização $M_z(\rho) = M_s m_z(\rho)$, e pode-se mostrar [18] que os termos de energia relevantes para este estado são escritos na forma:

$$E_d = \pi\mu_0 M_s^2 \int_0^\infty dq \left(\int_0^r \rho J_0(q\rho) m_z(\rho) d\rho \right)^2 (1 - e^{-qL}) \quad (5.4)$$

$$E_{ex} = 2\pi AL \int_0^r \left[\frac{1 - m_z^2(\rho)}{\rho^2} + \frac{1}{1 - m_z^2(\rho)} \left(\frac{\partial m_z(\rho)}{\partial \rho} \right)^2 \right] \rho d\rho \quad (5.5)$$

$$E_K = 2\pi h (K_v - K_z) \int_0^r m_z^2(\rho) \rho d\rho \quad (5.6)$$

Onde J_0 são funções de Bessel. Para os estados de vórtice consideramos o seguinte *ansatz*:

$$m_z(\rho) = \begin{cases} (1 - \rho^2/\beta^2), & 0 < \rho < \beta \\ 0, & \beta < \rho < r - c \\ -g(1 - (r - \rho)^2/c^2)^4, & r - c < \rho < r \end{cases} \quad (5.7)$$

onde β é um parâmetro relacionado com o raio do núcleo [21], c está relacionada com o tamanho da magnetização fora do plano na borda do disco, e g ($0 < g < 1$) é usado para descrever a magnetização na borda do disco, para vórtice magnético $g = 0$. Com a magnetização acima realizamos uma avaliação numérica do total de energia com a minimização dos parâmetros ajustáveis β , c e g .

Método Computacional

Como no capítulo [4], as simulações, aqui foram realizadas com o pacote OOMMF [49], utilizando os parâmetros do permalloy para amostra massiva, rigidez de troca $A = 1,3 \times 10^{-11}$ J/m, magnetização de saturação $M_s = 860 \times 10^3$ A/m e células com $5 \times 5 \times 5$ nm³*. Os termos de energia que compõem o campo efetivo são: energia

*Valor utilizado como padrão para a discretização dos objetos é o comprimento de troca, ou seja, a célula é cúbica com a aresta menor ou igual a l_{tr} , o comprimento de troca do permalloy é

magnetostática, energia de troca e energia de anisotropia uniaxial no eixo z .

Os estados iniciais dos nanopontos utilizados nas simulações não possuíam magnetização líquida, isto é, tinham magnetização aleatória ($\sum M = 0$). Contudo, para algumas dimensões as configurações magnéticas dos nanopontos não convergiam para as configurações que correspondem a um mínimo absoluto de energia. A convergência para configuração magnética metaestável torna-se mais frequente perto da região de fronteira entre duas configurações. Para evitar confusão nestas regiões, as simulações perto das regiões com diferentes configurações foram realizadas impondo as configurações magnéticas conhecidas, e após a convergência comparamos as energias. Assim, impondo a magnetização inicial determinamos a configuração que corresponde ao mínimo absoluto de energia para cada diâmetro e espessura. As linhas que separam as diferentes fases foram obtidas a partir das curvas de energia total *versus* raio para os discos, ou o eixo maior para as elipses, para os estados magnéticos diferentes. Logo, onde ocorre a intersecção das curvas com diferentes configurações este é o ponto que separa as configurações, este é o mesmo método utilizado no trabalho E. R. P. Novais e A. P. Guimarães em [55].

Os efeitos provenientes da discretização são inerentes ao método do micromagnetismo. O pacote OOMMF faz uso da discretização dos objetos investigados em células paralelepípedas, que pode levar ao aparecimento de cargas magnéticas livres não esperadas na fronteira das amostras [18]. Por esta razão, foi estudado o efeito do tamanho das células no diagrama de fase para $K_z = 0$ [106]. Nós mostramos que as posições dos limites dos nossos diagramas de fase mudam muito pouco para células menores do que o comprimento de troca. Estes efeitos são ainda menos importantes para a configuração com magnetização perpendicular.

5.2 Resultado

Para tornar os resultados de uso geral, os diagramas de fase foram normalizados em termos do comprimento de troca l_{tr} do permalloy. Então, figura 5.1 mostra todas

$l_{tr} \approx 5,29$ nm.

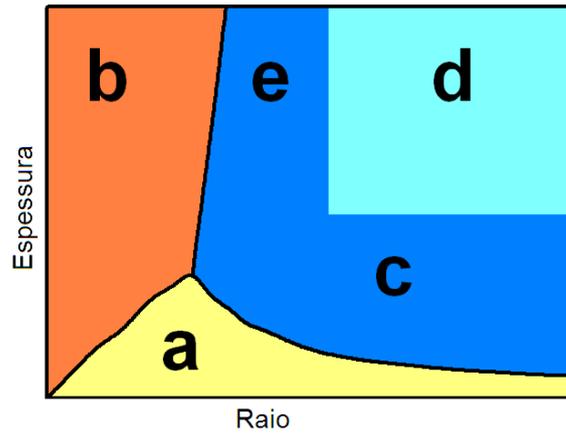


Figura 5.1: Diagrama de fase esquemático dos nanodiscos magnéticos para os nanodiscos com diferentes anisotropias perpendiculares. A região **a** representa a configuração magnética tipo monodomínio com magnetização paralela ao plano xy , em **b** configuração magnética tipo monodomínio com magnetização perpendicular ao plano xy , **c** configuração magnética tipo vórtice, **d** skyrmion e **e** configuração magnética tipo vórtice com uma componente de magnetização perpendicular ao plano xy , ao longo de todo o nanocilindro, ver figura 5.3.

as configurações magnéticas que encontramos como estado de energia mínima.

Na figura 5.2, mostramos os diagramas de fase para nanodiscos magnéticos obtidos a partir do cálculo de mínima energia para as diferentes configurações magnéticas e para diferentes valores de anisotropia perpendicular (K_z). Para anisotropia perpendicular nula ($K_z = 0$) o diagrama de fase concorda com os de referências [9, 16–21, 54, 57]. A figura 5.2A mostra três regiões, dependendo da razão de aspecto dos discos. As configurações magnéticas correspondentes são mostrados na figura 5.3, para discos muito finos; para uma ampla faixa de raios dos nanodiscos, a anisotropia de forma é favorável a um estado quase uniforme no plano (monodomínio planar). Por outro lado, para discos mais espessos e cerca de $R > 4l_{tr}$, observa-se um estado quase uniforme fora do plano (monodomínio perpendicular), que é fácil de entender, uma vez que os nanopontos nesta região não podem ser tomados como aproximadamente bidimensionais, e sim como nanopilares, o que induz uma anisotropia de forma paralela ao eixo z . Finalmente, para $R > 4l_{tr}$ e $L > 4l_{tr}$ observamos diferentes estados de vórtice magnético como configuração de energia mínima. Deve-se notar que, na região do estado de vórtice magnético, a magnetização mostra um aumento da componente fora do plano à medida que aumenta a

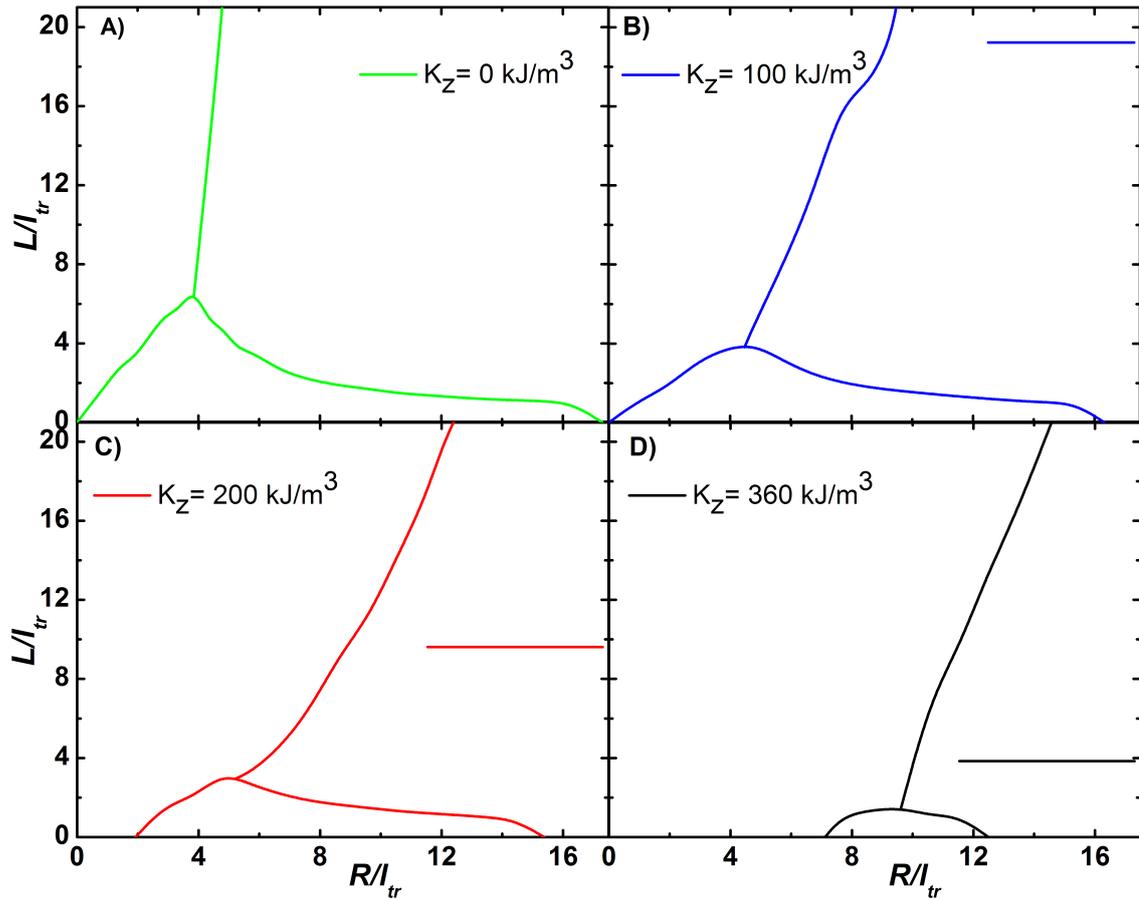


Figura 5.2: Diagramas de fase para nanopontos circulares representados com a altura (L) e o raio (R) dos nanodiscos em termo do comprimento de troca l_{tr} . Os diagramas de fase representam as configurações magnéticas que possuem menor energia para diferentes anisotropias perpendicular: a) $K_z = 0$ kJ/m³, b) $K_z = 100$ kJ/m³, c) $K_z = 200$ kJ/m³, e d) $K_z = 360$ kJ/m³. As diferentes configurações magnéticas estão etiquetadas como mostra a figura 5.1, onde a) monodomínio paralelo ao plano, b) monodomínio perpendicular ao plano, c) vórtice, d) configuração dada em e) skyrmion.

espessura do disco, o que pode ser visto na figura 5.3e. Nota-se que o diâmetro do núcleo do vórtice varia ao longo do comprimento do cilindro, atingindo um máximo aproximadamente na metade da altura. Além disso, observa-se a formação de um estado “misto”. A figura 5.2e mostra um corte axial no nanopilar com altura maior, no qual a magnetização mostra os vórtices nas extremidades do nanopilar.

Ao incluímos o termo de anisotropia perpendicular, o diagrama de fase para os nanodiscos é modificado, como pode ser visto nas figuras 5.2B, C e D. A figura 5.2 mostra os diagramas de fase para quatro valores distintos de anisotropia perpendicular, $K_z = 0, 100, 200$ e 360 kJ/m³, respectivamente nas figuras 5.2(A,

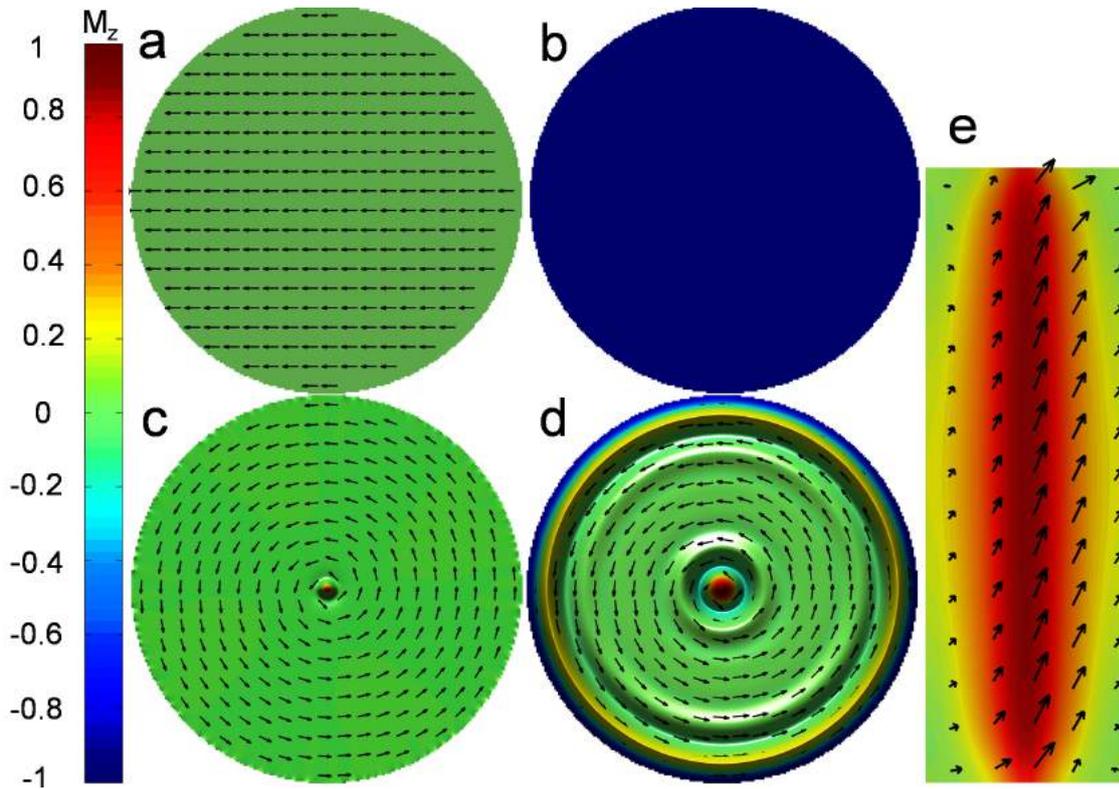


Figura 5.3: Configurações magnéticas dos nanodiscos apresentados no diagrama de fase na figura (5.2). As configurações magnéticas ocupam uma determinada região no diagrama de fase, como mostrado no esquema da figura (5.1). Região **a** monodomínio planar, **b** monodomínio perpendicular, **c** vórtice, **d** skyrmion e **e** vórtice com componente de magnetização perpendicular ao longo do nanocilindro.

B, C e D). Em cada diagrama de fase mantém-se fixa a anisotropia perpendicular e varia-se os valores dos raios e das espessuras dos discos. Deste modo, obtivemos as configurações magnéticas que correspondem ao mínimo de energia para cada região dos diagramas de fase. Como esperado, a região correspondente à magnetização perpendicular ao plano cresce, quanto K_z cresce, deslocando para raios maiores a linha de fronteira entre o estado de monodomínio perpendicular e o estado de vórtice. Além disso, a região com magnetização paralela ao plano é reduzida (região **a** da figura 5.1). Para a simulação micromagnética com a maior anisotropia perpendicular ($K_z = 360 \text{ kJ/m}^3$), mostrada na figura 5.2D, a região com monodomínio planar está limitada a uma estreita faixa entre 7 e $12 l_{tr}$, para discos muito finos e o vórtice magnético aparece para raios maiores que $9l_{tr}$.

Uma nova configuração magnética, o skyrmion, é observada no diagrama de fase

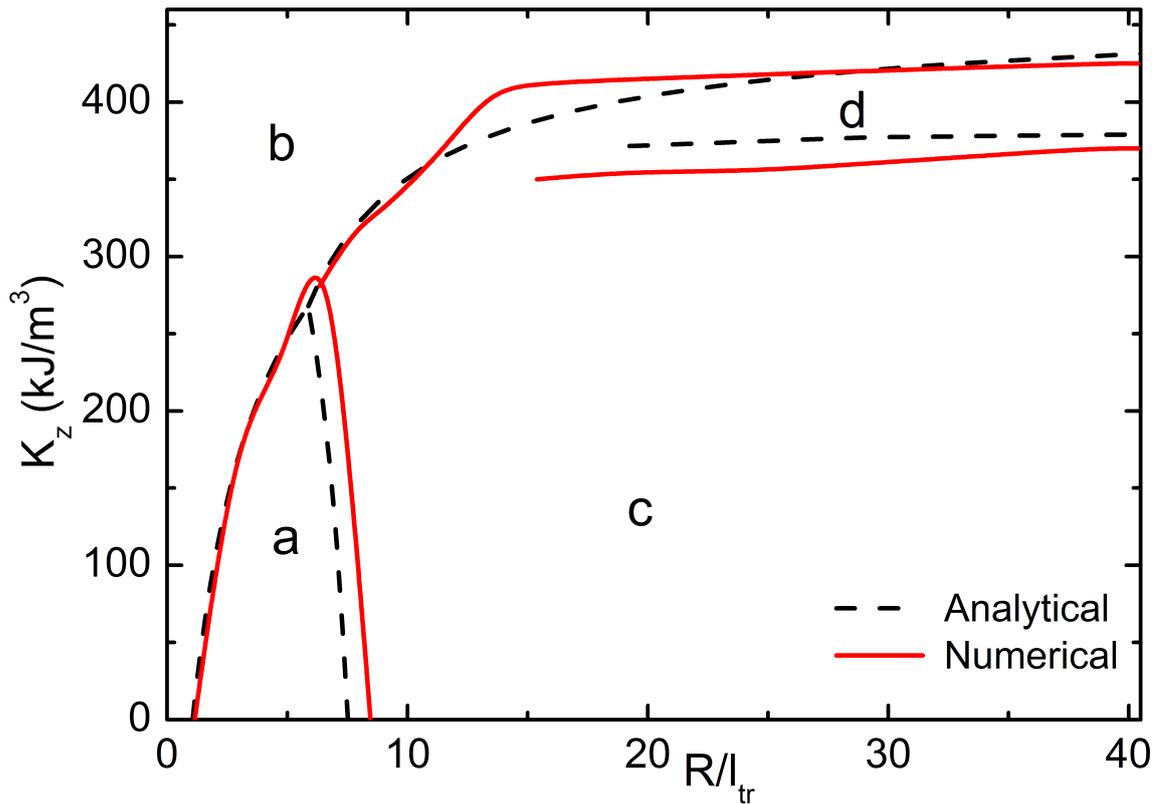


Figura 5.4: Diagramas de fase para nanodiscos de altura de $L = 10$ nm em função da anisotropia perpendicular, K_z , expressa em termo do raio reduzido pelo comprimento de troca, l_{tr} . A linha contínua (vermelha) representa o diagrama de fase obtido via simulação micromagnética, enquanto a linha tracejada (preta) representa o diagrama de fase obtido por método analítico. As configurações magnéticas são: **a** monodomínio planar, **b** monodomínio perpendicular ao plano, **c** vórtice magnético, **d** skyrmion.

com anisotropia perpendicular não nula ($K_z \neq 0$). A região (**d**) dos diagramas das figuras 5.4 e 5.2 corresponde ao skyrmion. Como mostrado no capítulo [4], o skyrmion é observado experimentalmente por PEEM-XMCD (ver figura 4.9). A figura 5.3d mostra o skyrmion, que não aparece no diagrama de fase para $K_z = 0$. Contudo, para $K_z > 100$ kJ/m³ o skyrmion é sempre observado, além de também ser observado, para maiores anisotropias perpendiculares mesmo em disco bem finos, como mostramos no capítulo 4. Um aumento adicional na anisotropia perpendicular leva a uma magnetização perpendicular uniforme, como mostrado na figura 5.3b).

A figura 5.4 exibe a dependência da estrutura magnética dos discos com o valor da anisotropia perpendicular, a espessura dos nanodiscos é fixa em 10 nm. Assim, obtivemos os diagramas de fase magnética mostrados na figura 5.4 com anisotropia

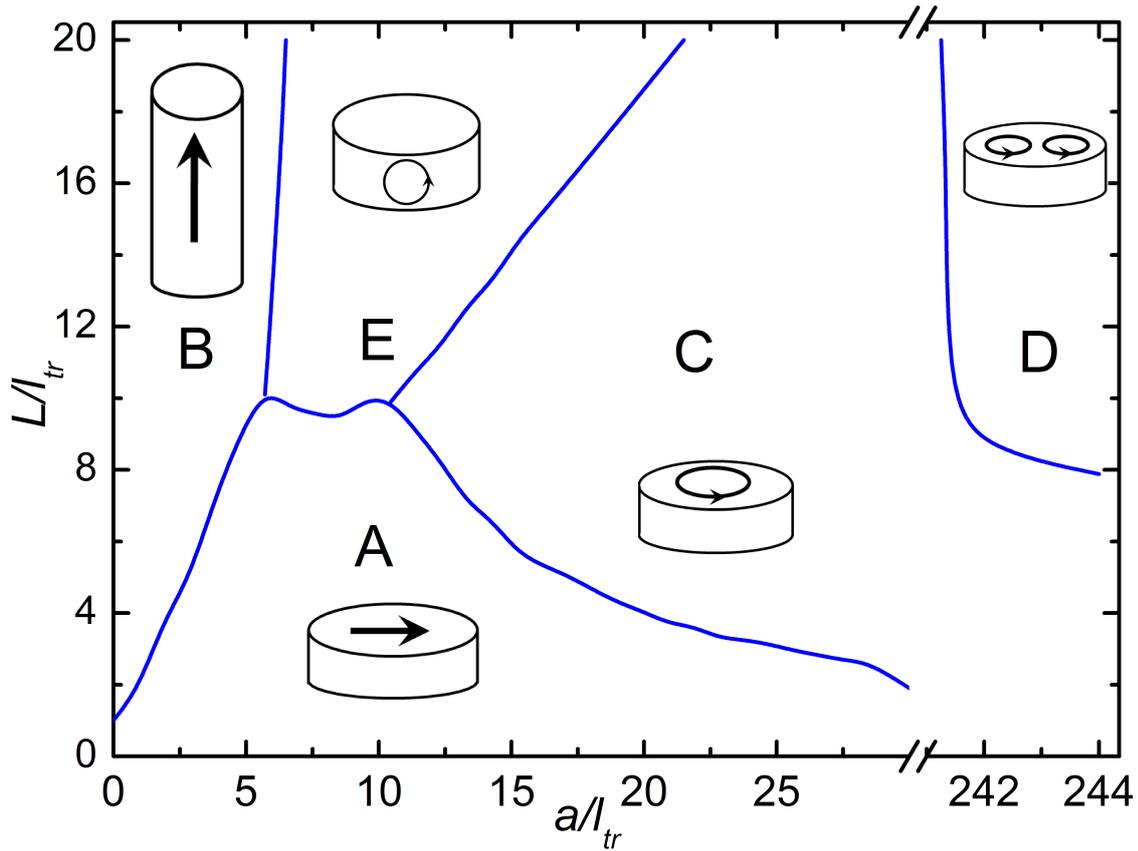


Figura 5.5: Diagrama de fase para nanopontos elípticos sem anisotropia perpendicular ($K_z = 0$) em função das dimensões reduzidas pelo comprimento de troca (l_{tr}). O diagrama de fase é derivado das configurações que têm energia mínima em cada região, em todos os caso a razão entre os eixos é $a/b = 2$. As configurações magnéticas são: **A** monodomínio com magnetização paralela ao plano xy , **B** monodomínio com magnetização perpendicular ao plano xy , **C** configuração tipo vórtice, **D** configuração tipo duplo vórtice – ver figura 5.6, **E** configuração vórtice lateral – ver figura 5.8E

perpendicular *vs* raio reduzido, derivado tanto por simulação micromagnética (linha contínua vermelha) e por método analítico (linha pontilhada preta); o acordo entre os dois métodos é muito bom. O diagrama de fase apresentado na figura 5.4 contém as mesmas configurações magnéticas dos diagramas de fase mostrados na figura 5.2. Os diagramas de fase mostrados na figura 5.4 foram obtidos para uma mesma espessura, variando a anisotropia perpendicular. Observamos na figura 5.4 que a região **c**, que corresponde ao vórtice magnético, ocupa a maior parte do diagrama de fase. Para $L = 10$ nm o skyrmion é encontrado em uma pequena faixa de anisotropia perpendicular ($350 < K_z < 400$ kJ/m³).

As configurações magnéticas mostradas no capítulo [3] e escritas em termos das

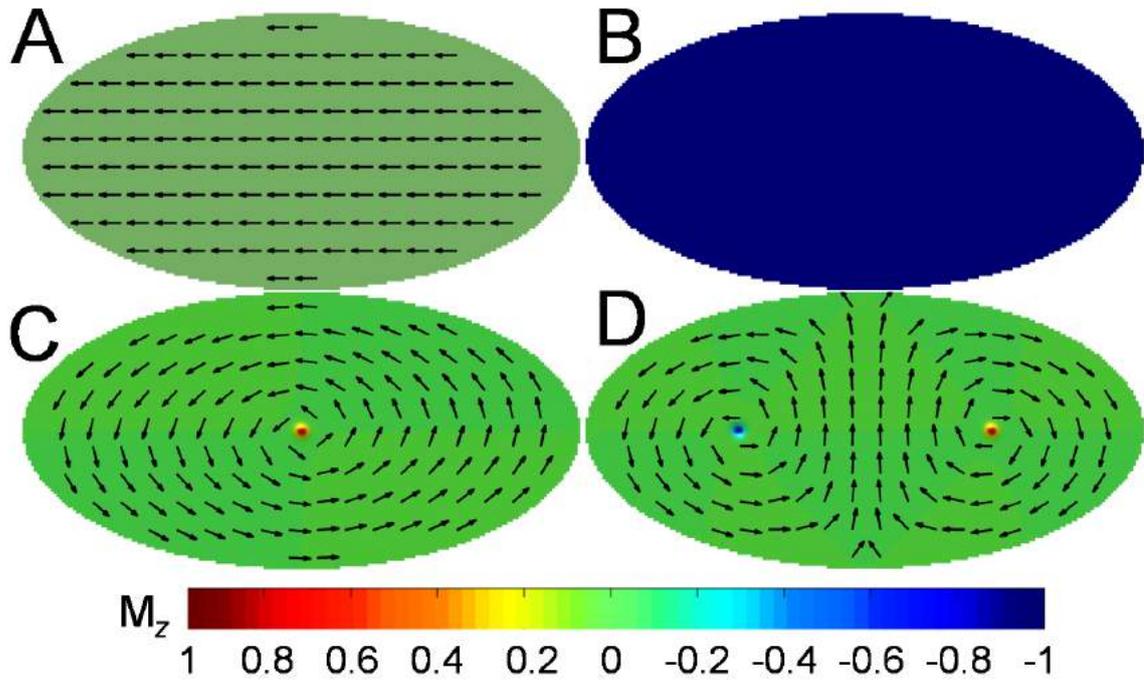


Figura 5.6: Configurações magnéticas das nanoelipses para anisotropia perpendicular nula. As configurações magnéticas são: **A** monodomínio com magnetização paralela ao plano xy , **B** monodomínio com magnetização perpendicular ao plano xy , **C** configuração tipo vórtice, **D** configuração tipo duplo vórtice.

equações (5.1), (5.2) e (5.7) permitiram a determinação do diagrama de fase, mostrado na figura 5.1 em função da anisotropia perpendicular, bem como os limites da região do diagrama para as configurações já conhecidas, além da descrição dos nanodiscos magnéticos que exibem o skyrmion como configuração magnética de energia mínima.

5.3 Diagrama de fase para nanoelípticos

Seguindo a mesma metodologia da simulação micromagnética que utilizamos nos nanodiscos, foram obtidos diagramas de fase de nanopontos elípticos; as elipses foram simuladas com o semi-eixo maior (a) duas vezes o semi-eixo menor (b), ou seja, a razão entre os eixos das elipses é igual a $a/b = 2$. Como podemos ver na figura 5.5, o diagrama de fase para a elipse é mais rico que o dos discos para anisotropia perpendicular nula. Assim, podemos observar além das três configurações que existem no diagrama de fase do disco para $K_z = 0$, também existem duas outras configurações: o duplo vórtice, região **D** e o vórtice lateral, região **E**.

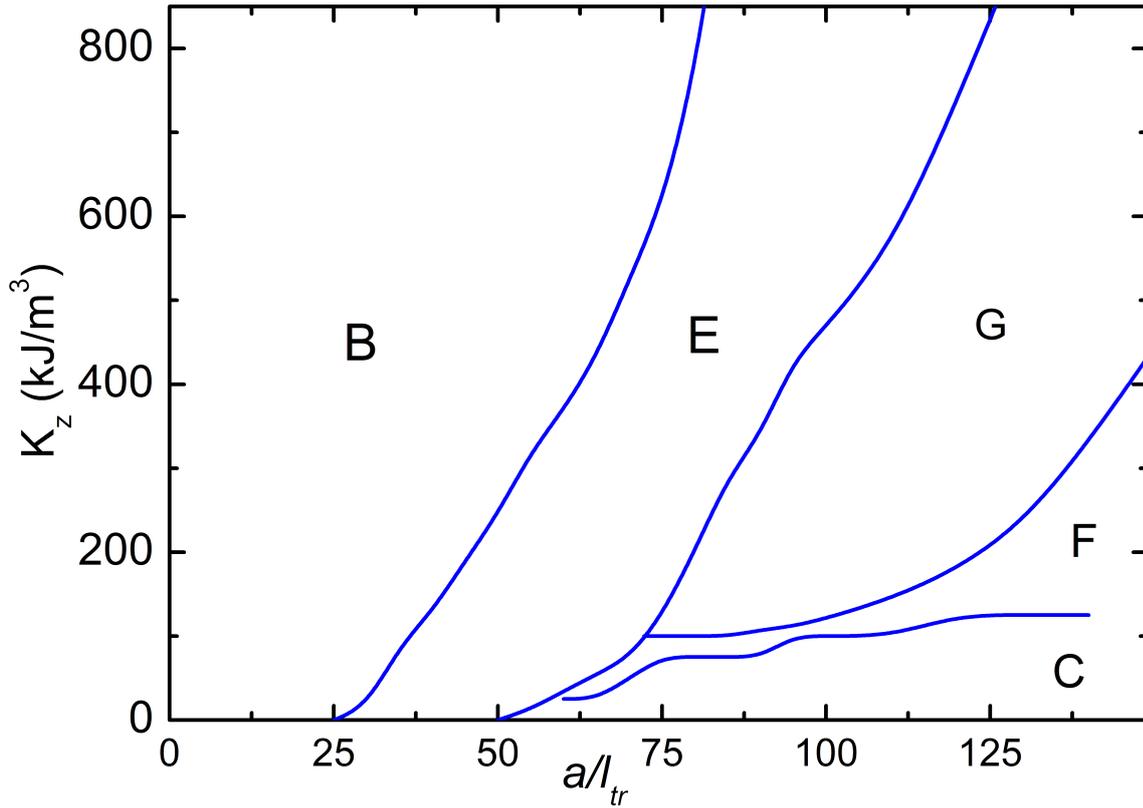


Figura 5.7: Diagrama de fase para nanopontos elípticos com altura $h = 50$ nm com anisotropia perpendicular K_z vs a/l_{tr} , eixo maior reduzido em termo do comprimento de troca. As configurações são: **B** monodomínio com magnetização perpendicular ao plano xy , **C** configuração tipo vórtice, **E** configuração tipo vórtice lateral, **F** configuração tipo vórtice modificada, **G** configuração tipo vórtice lateral duplo – ver figura 5.8.

Observamos que o estado de vórtice magnético para o diagrama de fase ocorre para dimensões maiores que no caso dos discos, isto é, para aproximadamente $a > 10l_{tr}$. Isto ocorre devido à excentricidade da elipse, o que introduz uma anisotropia de forma no plano ao longo do eixo principal, e que favorece uma magnetização uniforme no plano. Outro estado observado é um vórtice lateral, que também aparece em algumas simulações para cilindros [107], contudo esta observação ocorre para altura maior do que foi simulado para os nanodiscos na figura 5.2; esta configuração magnética não havia sido observada para elipses. Uma fase muito interessante deste diagrama de fase ocorre para $a > 240l_{tr}$ e $h > 8l_{tr}$, onde dois vórtices aparecem. Esta configuração foi observada experimentalmente por diversos autores, por exemplo, M. Schneider *et al.* [108], K.S. Buchanan *et al.* [63], T. Okuno *et al.* [109], P. Vavassori *et al.* [110]. As letras nas figuras 5.5 e 5.6 correspondem às seguintes configurações de

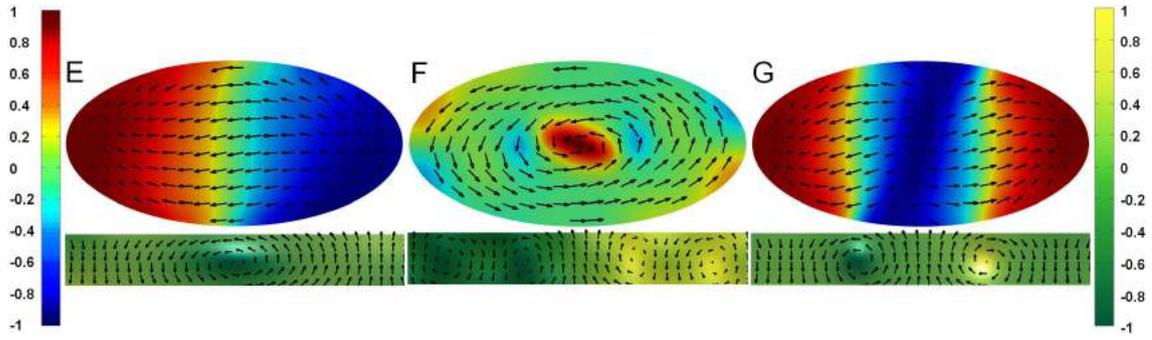


Figura 5.8: Configurações magnéticas dos nanopontos elípticos com anisotropia perpendicular estamos mostrando o plano e o corte lateral dos elementos magnéticos. **E** no plano configuração bidomínio com um único vórtice lateral, **F** configuração tipo vórtice modificado, **G** configuração tridomínio no plano com duplo vórtice lateral. A configuração **E** está presente no diagrama sem K_z (figura 5.5), porém **F** e **G** só aparecem no diagrama com anisotropia perpendicular K_z .

spin: **A** magnetização no plano, **B** magnetização perpendicular ao plano, **C** vórtice no plano da elipse e **D** vórtice duplo no plano da elipse.

O diagrama de fase para os nanopontos elípticos é modificado pela presença de anisotropia perpendicular. O seu efeito é ilustrado na figura 5.7, que mostra o diagrama de fase para as configurações magnéticas obtidas por simulação micromagnética para elipses com a espessura de 50 nm, em função do semi-eixo maior a , para diferentes valores de anisotropia perpendicular (K_z). Este diagrama de fase é mais complexo que os diagramas obtidos para os discos com anisotropia perpendicular (figura 5.4), como o diagrama de fase da elipse para $K_z = 0 \text{ kJ/m}^3$.

Os vórtices laterais são apresentados na figura 5.8, que apresenta ainda: **E** estrutura bidomínio fora do plano com um vórtice lateral, **F** vórtice no plano modificado com a presença de vórtice lateral e **G** estrutura de tridomínios fora do plano, com dois vórtices laterais de polarização oposta. Os vórtices laterais em **E** e **G** ocorrem entre dois domínios no plano da elipse. Se as configurações **E** e **G** fossem estudados por MFM, provavelmente concluiríamos que eles são multidomínios, contudo não poderíamos afirmar sobre a organização dos spins na lateral. Nota-se que a cor do contraste da vista superior das elipses está no eixo z (perpendicular ao plano) e a da seção transversal é mostrada com contraste no eixo y , para fazer as estruturas de

vórtices mais visíveis. Embora as elipses na figura 5.8 sejam mostradas com o mesmo tamanho, elas na verdade correspondem a diferentes comprimentos do semi-eixo e anisotropias no diagrama de fase mostrado na figura 5.7.

Conclusões parciais

Investigações que permitem o mapeamento das diferentes configurações magnéticas são úteis nos projetos de experiências para estudar as propriedades básicas das estruturas magnéticas, e o conhecimento das propriedades são necessárias para adaptar as nanopartículas para as possíveis aplicações tecnológicas. Existem várias maneiras de jogar com as configurações magnéticas de nanopontos; as mais óbvias são: alterar a sua forma, por exemplo, de circular a elíptica, ou variar a sua dimensão. Neste trabalho exploramos uma maneira diferente de fazer isso: a introdução de um termo de anisotropia perpendicular. Observou-se que isto conduz a modificações importantes nos diagramas de fase para estas nanoestruturas, como demonstrado através dos resultados obtidos por simulação micromagnética para os nanodiscos e nanoelipses, e também empregando um método analítico para nanodiscos.

Os diagramas de fase da figura 5.2 mostram como a anisotropia perpendicular influencia as configurações magnéticas. Comparando o diagrama para $K_z = 0$ com os outros, vemos que a região de configuração monodomínio no plano diminui, contudo a configuração com a magnetização perpendicular ao plano aumenta, assim como a região com vórtice magnético. Além disso, uma estrutura tipo skyrmion aparece para os diagramas de fase com $K_z \neq 0$. A figura 5.4 mostra a comparação entre dois diagramas, um analítico e outro numérico; vemos uma boa concordância entre eles, no analítico também aparece o skyrmion.

Os resultados para os nanopontos elípticos revelam a complexidade do comportamento magnético. No intervalo de tamanhos das elipses estudadas, várias configurações aparecem: magnetização quase uniforme no plano e fora do plano, único e duplo vórtice no plano, bem como configurações com vórtice lateral. As estruturas obtidas com o termo de anisotropia perpendicular são mais complexas. Na figura 5.8, que

é uma representação da figura 5.7(E, F e G), concluímos que se as imagens fossem obtidas experimentalmente, por exemplo por MFM, não conseguiríamos uma interpretação completa das configurações, pois, vista de cima, afirmaríamos que as elipses formam multidomínios. Contudo, os cortes transversais feitos nas elipses permitem observar a formação de um vórtice lateral e em alguns casos duplos vórtices.

Capítulo 6

Aniquilação e deformação do núcleo do vórtice

Como mostramos no capítulo [5] o vórtice magnético é um estado fundamental de energia para discos e elipses, além de outras formas regulares de nanopontos como: quadrados e esferas, cujas dimensões variam de 50 nanômetros a alguns microns, e com algumas dezenas de nanômetros de espessura [10, 19, 57, 102, 103, 111, 112]. Algumas propriedades importantes dos vórtices, tais como o tamanho do núcleo [7] e aspectos de sua dinâmica [113], podem ser controlados com a introdução de uma anisotropia magnética uniaxial, tal como demonstramos nos capítulos [4] e [5].

Neste capítulo iremos estudar o comportamento magnético de um disco com vórtice apresentando anisotropia perpendicular, submetido a um campo magnético estático. Assim, iremos determinar a influência da anisotropia perpendicular no campo de aniquilação através dos resultados obtidos por simulação micromagnética e método analítico. Na seção [3.4.1] e na figura 3.9 mostramos uma histerese típica de um disco com vórtice. Quando um campo magnético externo é aplicado no plano do disco com vórtice magnético, e é aumentado continuamente a partir de zero, o núcleo do vórtice desloca-se perpendicularmente à direção do campo, até que alcance a borda do disco. Logo, um aumento no campo magnético o núcleo do vórtice é expulso do disco e um aumento drástico na magnetização é detectado. Logo, com o aumento contínuo do campo magnético o estado saturado, onde todos os momentos

magnéticos estão alinhados com o campo magnético, é atingido. O campo magnético que corresponde à situação limite de expulsão do núcleo do vórtice do disco, ou seja, a descontinuidade na curva de $M \times \mu_0 H$ é conhecido como campo de aniquilação.

Por outro lado, a partir de um estado totalmente saturado, diminuindo constantemente o campo magnético até um determinado valor crítico de campo, normalmente referido na literatura como o campo de nucleação,* o núcleo do vórtice será formado novamente no nanodisco. O conhecimento e controle das magnitudes destes campos é uma questão-chave para diversas aplicações considerando-se a manipulação de vórtices magnéticos, tais como, memórias magnéticas, ou sensores de campos magnéticos de alta resolução [7, 24, 114].

Os processos de nucleação e a aniquilação do vórtice magnético foram discutidos por diversos autores [115–120] e, em particular, a influência das propriedades extrínsecas do campo de aniquilação foram levadas em conta por Wu *et al.* [121], onde foi investigado o papel das assimetrias geométricas em nanodiscos com cortes na borda. Esses autores concluíram que a aniquilação do vórtice depende fortemente da simetria. O efeito da assimetria foi também estudado por Dumas *et al.*[122]. Nesse trabalho, o campo magnético é aplicado com um ângulo em relação ao corte do disco e desta forma foi medida a dependência angular do campo de aniquilação. Mihajlović *et al.* [123] demonstraram que a temperatura também afeta o mecanismo de inversão e o campo de aniquilação do núcleo do vórtice, enquanto que experimentalmente Davis *et al.* [124] mostraram que os campos de nucleação e de aniquilação dependem da taxa de varredura do campo magnético.

Contudo, apesar do grande número de trabalhos voltados para vórtices magnéticos, a deformação do núcleo ainda não foi analisada de forma sistemática. Neste capítulo, iremos mostrar a influência da anisotropia perpendicular na deformação do núcleo do vórtice durante o processo de aniquilação. Os campos de aniquilação

*Teoricamente o campo de nucleação é o campo necessário para que os momentos magnéticos comecem a se inverter. Contudo, esta é uma condição muito difícil de ser medida experimentalmente. Por outro lado, a formação do núcleo do vórtice leva a uma grande variação na magnetização do disco e isso fica evidente quando analisamos a curva de histerese.

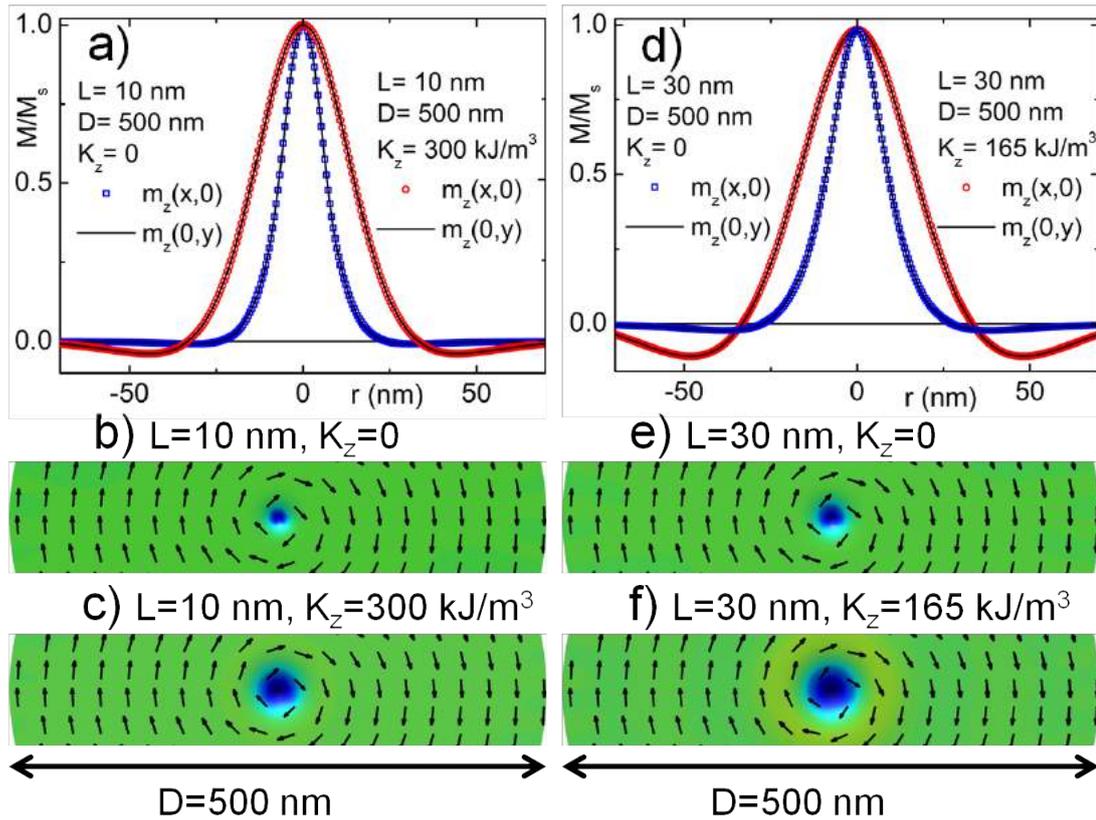


Figura 6.1: a) Perfil do núcleo do vórtice correspondente aos discos com $D = 500$ nm, $L = 10$ nm para $K_z = 0$ e 300 kJ/m³; b) e c) mostram a magnetização de um nanodisco com $K_z = 0$ e 300 kJ/m³ e $L = 10$ nm. d) perfil do núcleo do vórtice correspondente aos nanodiscos com $D = 500$ nm, $L = 30$ nm para $K_z = 0$ e 165 kJ/m³. e) e f) representam a magnetização para $K_z = 0$ e 165 kJ/m³ para $L = 30$ nm. Nota-se que de a) para d) a profundidade da parte negativa da magnetização (a depressão no núcleo do vórtice) aumenta.

foram obtidos por simulação micromagnética e método analítico.

6.1 Simulação numérica

Nós nos concentramos no estudo por meio da simulação micromagnética da dinâmica de aniquilação do núcleo do vórtice em nanodiscos magnéticos isolados com espessura de $L = 10$, 20 e 30 nm, e diâmetros $2R = 100$ a 1000 nm. As simulações foram realizadas utilizando o código OOMMF [49]. Foram obtidos os ciclos de histerese dos vários nanodiscos onde foi incluído um termo de anisotropia perpendicular uniaxial, K_z , o qual foi variado de 0 a 300 kJ/m³. As constantes magnéticas utilizadas aqui são: rigidez de troca $A = 1,3 \times 10^{-11}$ J/m e a magnetização de

saturação $M_s = 860 \times 10^3 \text{ A/m}$. Estes são os valores padrão para o permalloy volumétrico; e um tamanho de célula de $5 \times 5 \times 5 \text{ nm}^3$ [34, 103], como discutido na seção [2.3], satisfaz a condição, a célula tem dimensões equivalentes (isto é, arestas) ao comprimento de troca do permalloy ($l_{\text{tr}} = 5,29 \text{ nm}$). As anisotropias perpendiculares máximas utilizadas neste trabalho são as que nos permitem que os pontos exibam a configuração magnética tipo vórtice magnético, ou seja, valores inferiores àquele valor de anisotropia perpendicular que induz a configuração de skyrmion, como mostramos nos capítulos [4] e [5] e nos trabalhos [7] e [103], estes valores são: $K_z^{\text{max}} = 300, 225 \text{ e } 165 \text{ kJ/m}^3$ para as alturas $L = 10, 20 \text{ e } 30 \text{ nm}$, respectivamente. Por esta razão, em todos os nossos cálculos o valor da constante de anisotropia foi escolhido de tal forma que a configuração magnética para campo magnético nulo fosse uma configuração tipo vórtice magnético, conforme mostrado na figura 6.1.

Nas nossas simulações foi desenvolvido um estudo sistemático para determinar o campo de aniquilação. O valor do campo foi obtido a partir do máximo da derivada dM/dB em um ramo do ciclo de histerese. Todas as curvas de histerese foram obtidas a partir da configuração de vórtice magnético relaxado a $B = 0$ como situação inicial. Na sequência aumentamos o campo de $B = 0$, em passo de campo de $\Delta B = 0.1 \text{ mT}$. Assim, no ramo do ciclo da histerese medido a magnetização vai aumentando com o campo magnético aplicado até o momento que ocorre uma mudança abrupta na magnetização, a qual corresponde à expulsão do núcleo do vórtice. Consequentemente, este é o campo de aniquilação, que está relacionado com o máximo da derivada dM/dB .

Nas simulações observou-se uma deformação do núcleo do vórtice. Definimos a deformação do núcleo do vórtice da seguinte forma:

$$\delta = \frac{r_y - r_x}{r_x}, \quad (6.1)$$

onde r_x e r_y são os semi-eixos dos núcleos dos vórtices ao longo das direções x e y , respectivamente. Assim, quando não há deformação no núcleo do vórtice, δ é

igual a zero. Na figura 6.1 mostramos duas seções ortogonais (x e y) dos perfis das componentes da magnetização dos núcleos dos vórtices passando pelo centro dos discos com anisotropias diferentes. As dimensões do núcleo ao longo das direções x e y foram obtidas das larguras a meia altura do perfil de M_z do núcleo do vórtice a partir do ajuste de uma função pseudo-Voigt (ver a seção [4.1], onde mostramos a figura 4.1 com um ajuste da pseudo-Voigt no perfil do núcleo do vórtice).

6.2 Modelo analítico

Para obter as expressões analíticas que determinam os campos de aniquilação, tomamos como base o modelo proposto por K. Y. Guslienko *et al.* [117, 118], através do qual eles investigavam o comportamento dos vórtices magnéticos em discos submetidos a campos magnéticos. Estes autores consideraram um nanodisco ferromagnético com uma espessura L e um raio R , e que apresenta um estado de vórtice, com a distribuição de magnetização em coordenadas cilíndricas (ver equação (4.4)) ρ, φ, z dada por:

$$\vec{m} = \text{sen } \theta(\rho) \hat{\phi} + \text{cos } \theta(\rho) \hat{z} \quad (6.2)$$

onde

$$m_\phi = \text{sen } \theta(\rho) = \begin{cases} (2b\rho / (b^2 + \rho^2)) & \rho \leq b \\ 1 & \rho \geq b \end{cases} . \quad (6.3)$$

onde b é o raio do núcleo. No modelo proposto por K. Y. Guslienko *et al.* os termos de energias considerados foram: magnetostática, troca e Zeeman. O campo de aniquilação do vórtice é normalizado e o seu núcleo é considerado rígido, ou seja, o núcleo não altera a sua forma durante o processo de aniquilação, por este motivo o modelo é chamado de núcleo rígido. Nesta formulação o campo de aniquilação é

escrito na forma:

$$h_{an}(\beta, R) = 4\pi F_1(\beta) - \left(\frac{R_0}{R}\right)^2, \quad (6.4)$$

onde $\beta = L/R$, l_{tr} é o comprimento de troca e $F_1(\beta)$ é dado por:

$$F_1(\beta, R) = \int_0^\infty \left(1 - \frac{1 - e^{-\beta t}}{\beta t}\right) J_1^2(t) \frac{dt}{t}. \quad (6.5)$$

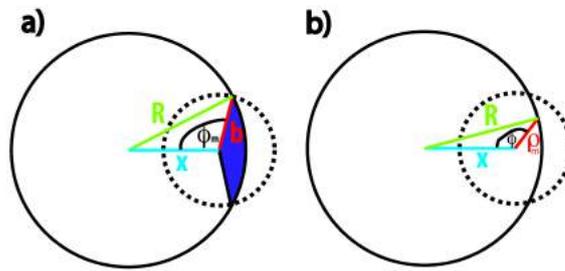


Figura 6.2: Relação geométrica entre o núcleo do vórtice, definido pela linha tracejada, e o nanodisco. **a)** Ilustração do ângulo ϕ_m que depende do raio do disco, R , raio do núcleo do vórtice, b , e a separação entre o centro do disco e o centro do núcleo do vórtice, x . **b)** Representação do raio ρ_m , que depende de R , x , e do ângulo ϕ entre x e ρ_m .

Modelo com a anisotropia perpendicular

O modelo proposto por K. Y. Guslienko *et al.* [117, 118] não possui qualquer anisotropia. A parte teórica do trabalho E. R. P. Novais *et al.* [125] foi desenvolvido em colaboração com S. Allende, D. Altbir ambos da Universidad de Santiago de Chile (USACH) e P. Landeros da UTFSM, onde inclui uma anisotropia uniaxial ao longo do eixo z . Logo, vamos analisar o efeito da anisotropia sobre o campo de aniquilação. Começamos o cálculo da contribuição da anisotropia perpendicular no campo de aniquilação, a partir da energia de anisotropia do sistema que é dada por:

$$W_K = -LK_z \int (\vec{m} \cdot \hat{z})^2 \rho d\phi d\rho, \quad (6.6)$$

onde $K_z > 0$ é a constante de anisotropia e \hat{z} é o vetor que indica o eixo fácil. A contribuição para a energia de anisotropia vem do núcleo do vórtice por conta dos seus momentos estarem na direção z . A energia de anisotropia fica constante até que o núcleo do vórtice inicia a saída do nanodisco. Então, da figura 6.2 nós obtemos:

$$\phi_m = \arccos\left(\frac{x^2 + b^2 - R^2}{2xb}\right), \quad (6.7)$$

A equação (6.7) nos dá como o núcleo do vórtice sai do disco, e

$$\rho_m = x \cos \phi + \sqrt{R^2 - x^2 + x^2 \cos^2 \phi}. \quad (6.8)$$

Usando a equação (6.8) podemos escrever a equação (6.6) como:

$$W_K = -2K_z L \int_0^{\phi_m} \left[\int_0^b m_z^2 \rho d\rho \right] d\phi - 2K_z L \int_{\phi_m}^{\pi} \left[\int_0^{\rho_m} m_z^2 \rho d\rho \right] d\phi \quad (6.9)$$

Resolvendo a equação (6.9), temos:

$$W_K = -K_z L b^2 \sec^{-1} \left[\frac{2bx}{b^2 - R^2 + x^2} \right] (3 - 2 \ln 4) - G. \quad (6.10)$$

Da equação (6.10) mostramos que:

$$m_z^2 = \left(1 - 4b^2 \rho^2 / (b^2 + \rho^2)^2\right) \quad (6.11)$$

e G representa as contribuições para a energia de anisotropia mostrada na região escura (azul) da figura 6.2a, ou seja:

$$G = 2K_z L \int_{\phi_m}^{\pi} \left[\int_0^{\rho_m} \left(1 - \frac{4b^2 \rho^2}{(b^2 + \rho^2)^2}\right) \rho d\rho \right] d\phi. \quad (6.12)$$

Quando $\phi_m(x \rightarrow R) \approx \pi/2$ ou $c = b/R \ll 1$, G pode ser aproximado para zero em primeira ordem de $(R - x)$, no entanto, em nossos cálculos consideramos explicitamente este termo. Normalizando a energia de anisotropia por $M_s^2 V$, da

equação (6.10), temos:

$$w_K = W_K/(M_s^2 V) \quad (6.13)$$

e usando $s = x/R$, $c = b/R$ e $V = \pi R^2 L$, obtemos:

$$w_K(s) = \frac{-K_z c^2}{\pi M_s^2} \sec^{-1} \left[\frac{2cs}{c^2 - 1 + s^2} \right] (3 - 2 \ln 4) - g(s), \quad (6.14)$$

onde $g(s) = G/M_s^2 V$. Para minimizar a energia de anisotropia magnética em relação a s avaliando que a energia de anisotropia não é alterada até o núcleo do vórtice alcance a borda do disco. Em outras palavras, vamos diferenciar a equação (6.14) em relação a s e tomando o limite $s \rightarrow 1$, obtemos o valor da contribuição da anisotropia perpendicular para o campo de aniquilação

$$h_K = \lim_{s \rightarrow 1} \frac{\partial w_K(s)}{\partial s} = -\frac{K_z c (c^2 - 2) (\ln 16 - 3)}{M_s^2 \pi \sqrt{4 - c^2}} - \lim_{s \rightarrow 1} \frac{\partial g(s)}{\partial s}. \quad (6.15)$$

Desta forma, e adicionando a equação (6.15) a equação (6.4), obtemos o campo de aniquilação de um nanodisco com anisotropia perpendicular

$$h_{an}(\beta, R) = 4\pi F_1(\beta) - \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 - \frac{K_z c (c^2 - 2) (-3 + \ln 16)}{M_s^2 \pi \sqrt{4 - c^2}} - \lim_{s \rightarrow 1} \frac{\partial g(s)}{\partial s}. \quad (6.16)$$

6.3 Resultados e Discussão

Nossas análises para os campos de aniquilação são baseadas na abordagem teórica e em simulação micromagnética. De ambas as abordagens obtivemos a dependência dos campos de aniquilação com a anisotropia perpendicular. Também a partir de simulações obtemos a evolução da forma do núcleo do vórtice magnético, enquanto se move ao longo do disco com a influência de um campo magnético.

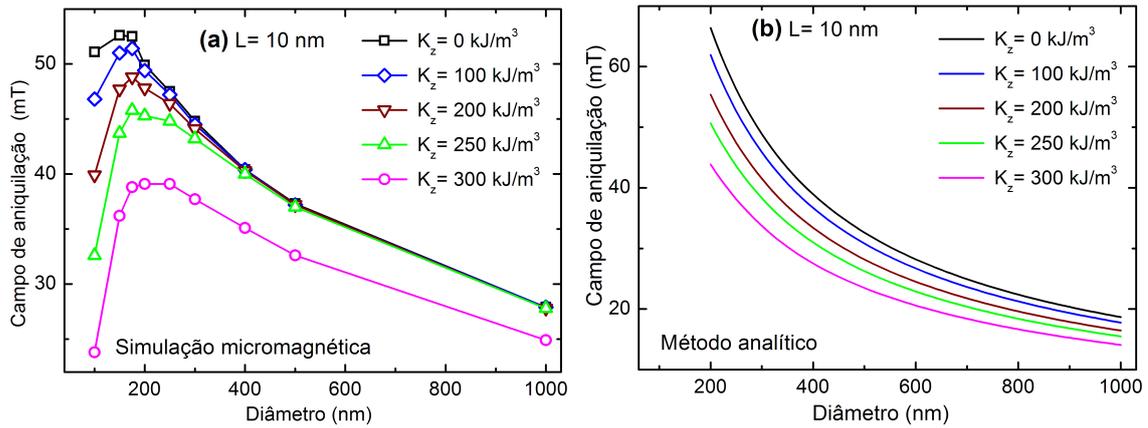


Figura 6.3: Campos de aniquilação *versus* diâmetro do nanodisco (a) as curvas foram obtidas por simulação micromagnética e (b) as curvas foram obtidas por método analítico. Estes gráficos mostram a influência da anisotropia perpendicular no campo de aniquilação para diferentes diâmetros.

Campo de aniquilação

Os campos de aniquilação em função do diâmetro dos nanodiscos, para diferentes anisotropias K_z , foram obtidos a partir de ambos os métodos e estão apresentados nas figuras 6.3, 6.4 e 6.5 para $L = 10, 20$ e 30 nm, respectivamente. Da análise dos dados observamos que as duas abordagens mostram um acordo qualitativo, mostrando que com o aumento dos diâmetros dos discos os campos de aniquilação (B_{an}) diminuem. Além disso, para discos com raios grandes os campos de aniquilação tornam-se menos dependentes da anisotropia, isto é, a anisotropia perpendicular exerce uma influência menor sobre os campos de aniquilação. No entanto, apesar do fato de que o campos de aniquilação têm a mesma ordem de grandeza em ambos os métodos, os resultados para o campo de aniquilação obtido do cálculo analítico são maiores que aqueles obtidos por simulação numérica, diferindo em $\approx 20\%$.

Outra diferença é que nas simulações observamos máximos para todos os valores de anisotropia perpendicular, o que não é observado no modelo analítico. Entretanto, no modelo analítico este máximo para o campo de aniquilação aparece, contudo para raios muito menores que o observado na simulação micromagnética. Estes máximos não são mostrados nas figuras 6.3, 6.4 e 6.5, mas podem ser vistos no trabalho do K. Y. Guslienko *et al.*, ver a referência [117], para anisotropia perpendicular nula.

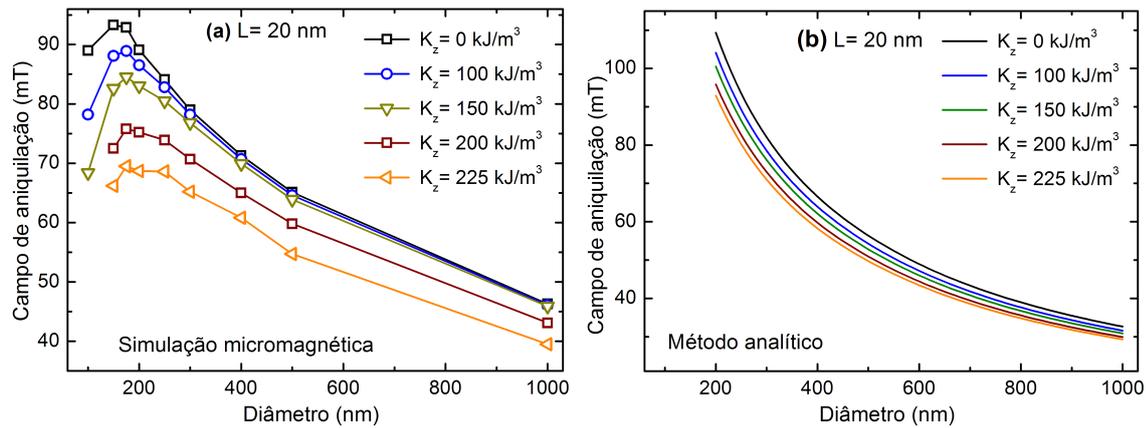


Figura 6.4: Campos de aniquilação *versus* diâmetro do nanodisco (a) as curvas foram obtidas por simulação micromagnética e (b) as curvas foram obtidas por método analítico. Estes gráficos mostram a influência da anisotropia perpendicular no campo de aniquilação para diferentes diâmetros.

Contudo, ao compararmos a região, na qual K. Y. Guslienko *et al.* observaram o máximo do campo de aniquilação, com o diagrama de fase mostrado na figura 5.2(a), podemos afirmar que a configuração tipo vórtice magnético não corresponde a um mínimo de energia. Assim, a configuração magnética utilizada por K. Y. Guslienko *et al.* para encontrar o máximo do campo de aniquilação não é um mínimo de energia.

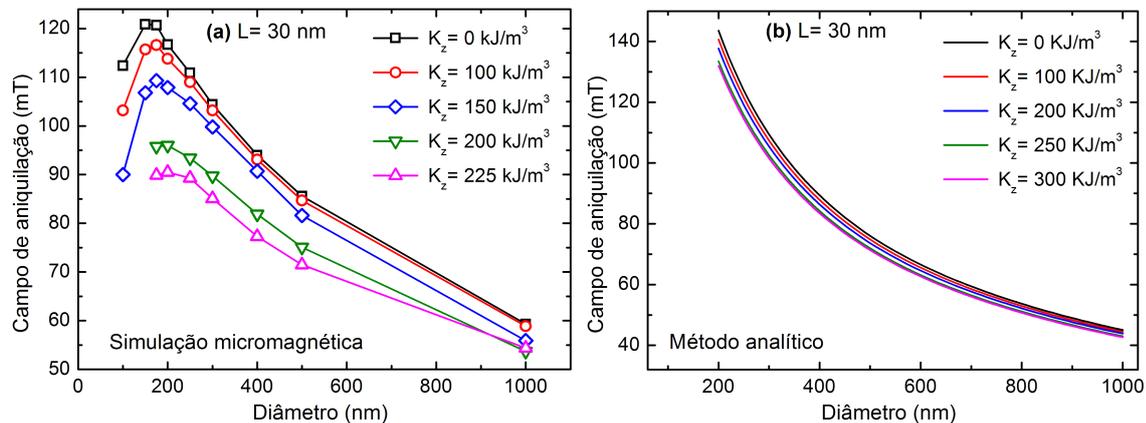


Figura 6.5: Campos de aniquilação *versus* diâmetro do nanodisco (a) as curvas foram obtidas por simulação micromagnética e (b) as curvas foram obtidas por método analítico. Estes gráficos mostram a influência da anisotropia perpendicular no campo de aniquilação para diferentes diâmetros.

A existência destes máximos, anteriormente relatados por K. Y. Guslienko *et al.* para materiais não anisotrópicos [117], pode ser entendida qualitativamente, olhando

para as diferentes contribuições da energia total. Na presença de um vórtice no centro do disco, uma importante contribuição para a energia vem do núcleo. Se este núcleo do vórtice é pequeno em comparação com o raio do disco, a sua contribuição para a energia total é pequena, mas se for grande em comparação com o tamanho do disco, a sua contribuição relativa para a energia total será importante. Neste caso, o sistema irá diminuir a energia com o movimento do núcleo até a borda do disco, levando a uma diminuição do campo de aniquilação. Uma vez que o tamanho do núcleo é independente do diâmetro do disco [7, 15, 56], o máximo campo de aniquilação ocorre em um diâmetro específico para cada anisotropia perpendicular.

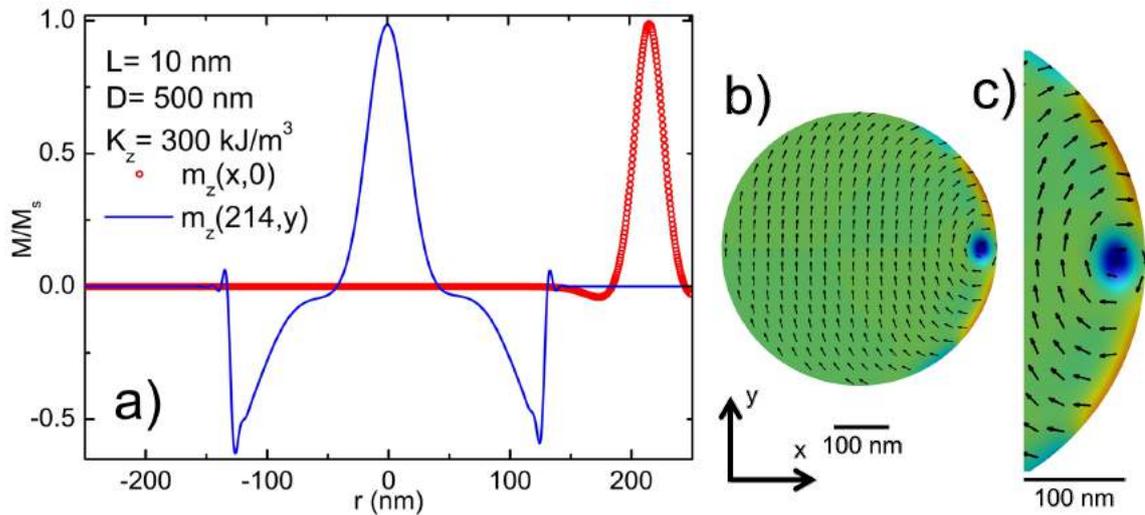


Figura 6.6: Mudança da forma do núcleo de vórtice para $L = 10$ nm, $D = 500$ nm e $K_z = 300$ kJ/m³ na posição imediatamente antes de ser expulso do disco. a) perfil do núcleo do vórtice ao longo do eixo x (linha pontilhada vermelha) e ao longo do eixo y (linha contínua azul). b) representação do disco com vórtice e em c) o núcleo do vórtice em detalhe.

Das simulações observamos também que maiores anisotropias perpendiculares resultam em núcleos dos vórtices maiores, tal como mostrado na figura 6.1. A divergência entre os dois métodos pode estar relacionada com a deformação do núcleo do vórtice que observamos nas simulações micromagnéticas, conforme ilustraremos na próxima seção. Além disso, em nossas análises dos resultados foram considerados apenas termos de primeira ordem de s para as contribuições da energia isto pode superestimar a energia magnetostática, gerando diferenças entre as simulações

micromagnéticas e os cálculos analíticos para pequenos raios. Isto foi relatado anteriormente por K. Y. Guslienko *et al.* [117], que afirmaram que o modelo do núcleo rígido superestima a energia magnetostática, levando as diferenças entre teoria e simulação, que são mais evidentes para os pequenos R , onde o modelo inclui termos magnetostáticos maiores.

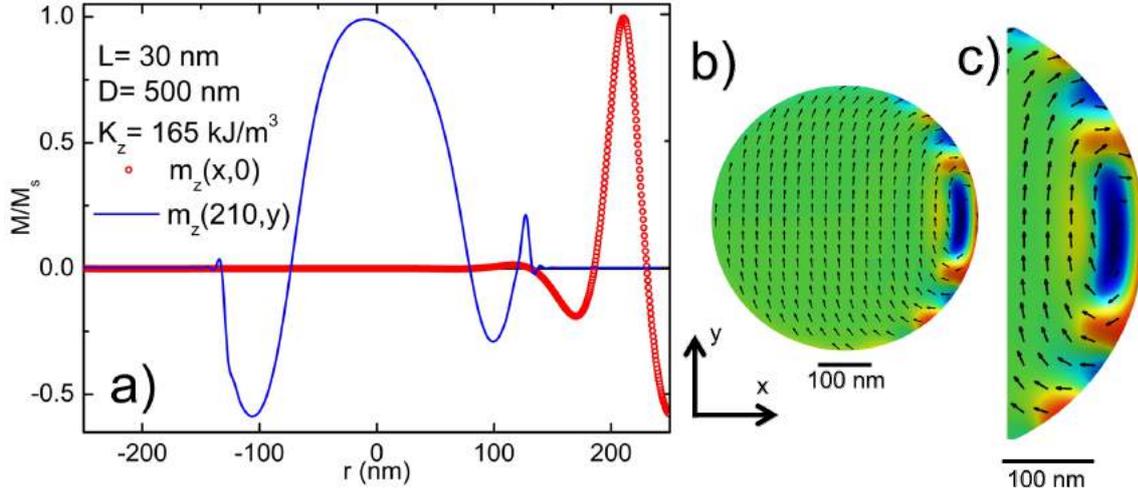


Figura 6.7: Mudança da forma do núcleo de vórtice para $L = 30$ nm, $D = 500$ nm e $K_z = 165$ kJ/m³ na posição imediatamente antes de ser expulso do disco. A figura a) mostra o perfil do núcleo do vórtice ao longo do eixo x (linha pontilhada vermelha) e ao longo do eixo y (linha contínua azul), em b) imagem do disco e em c) o núcleo do vórtice em detalhe.

A evolução da forma do núcleo do vórtice

Na busca de uma explicação para as diferenças entre B_{an} derivado pelo método analítico e pelo cálculo numérico, estudamos a forma do núcleo ao longo da histerese. Das simulações micromagnéticas obtivemos as formas dos núcleos dos vórtices magnéticos, uma vez que se movem em direção às bordas dos discos, sob a influência de um campo magnético aplicado. Nossos resultados para o diâmetro do disco de $D = 500$ nm, são mostrados nas figura 6.6 e 6.7, onde as regiões azul escuro nas figuras representam os núcleos dos vórtices com anisotropias perpendiculares máximas de $K_z^{\max} = 300$ e 165 kJ/m³ para as espessuras $L = 10$ nm e $L = 30$ nm, respectivamente. O perfil do núcleo do vórtice no centro do disco é mostrado na figura 6.1. A deformação do núcleo do vórtice observada é progressiva, chegando a uma forma quase elíptica (“tipo banana”) ao alcançar a borda do disco. Compa-

rando a figura 6.1 com as figuras 6.6 e 6.7 pode-se concluir que o núcleo é circular no centro do disco para $B = 0$, e a deformação é máxima quando atinge a borda do disco, imediatamente antes de sua aniquilação. Este efeito não foi considerado no desenvolvimento do modelo analítico que considera o núcleo do vórtice rígido.

Para $L = 10$ nm o núcleo do vórtice mantém uma forma quase circular, com uma deformação δ aproximadamente de 10% para a anisotropia perpendicular nula ($K_z = 0$), e δ aproximadamente de 30% para $K_z = 300$ kJ/m³. Ao comparar as figuras 6.1a, 6.1b e 6.1c com a figura 6.6 observa-se que a deformação do núcleo do vórtice é devido ao aumento do seu tamanho ao longo do eixo y e a profundidade da depressão na magnetização. Para discos com espessuras $L = 30$ nm, a menor deformação do núcleo do vórtice é aproximadamente $\delta \approx 30\%$ para $K_z = 0$, e cerca de 100% para $K_z = 165$ kJ/m³. Portanto, para anisotropias perpendiculares maiores as deformações nos núcleos dos vórtices são maiores. Além disso, é verificado que o núcleo assume uma seção elíptica não descrita pelo modelo do vórtice rígido. Isso é mostrado nas figuras 6.6 e 6.7, onde são mais evidentes as deformações dos núcleos dos vórtices, bem como a variação da depressão da magnetização. A deformação do núcleo aparentemente acompanha a borda do objeto. É importante notar que uma constante de anisotropia perpendicular superior a $K_z = 165$ kJ/m³ para $L = 30$ nm não é compatível com uma configuração de vórtice, como mencionado anteriormente.

Para investigar o processo de deformação de uma forma sistemática, obtivemos a deformação δ *versus* a posição normalizada do núcleo do vórtice, $P_{\text{núcleo}}/R$, onde $P_{\text{núcleo}}$ é a distância radial do núcleo medida a partir do centro do disco, dividida pelo raio do disco (R). Os resultados estão representados nas figuras 6.8 e 6.9, evidenciando que a deformação do núcleo do vórtice não está presente para $B = 0$. Contudo, quando o campo magnético começa a aumentar o processo de deformação do núcleo inicia-se. A partir de um determinado ponto a deformação começa a aumentar, e o máximo é atingido quando o núcleo do vórtice se aproxima da borda do disco. Quando $P_{\text{núcleo}}$ é inferior a 0.25 a deformação do núcleo pode ser desprezada.

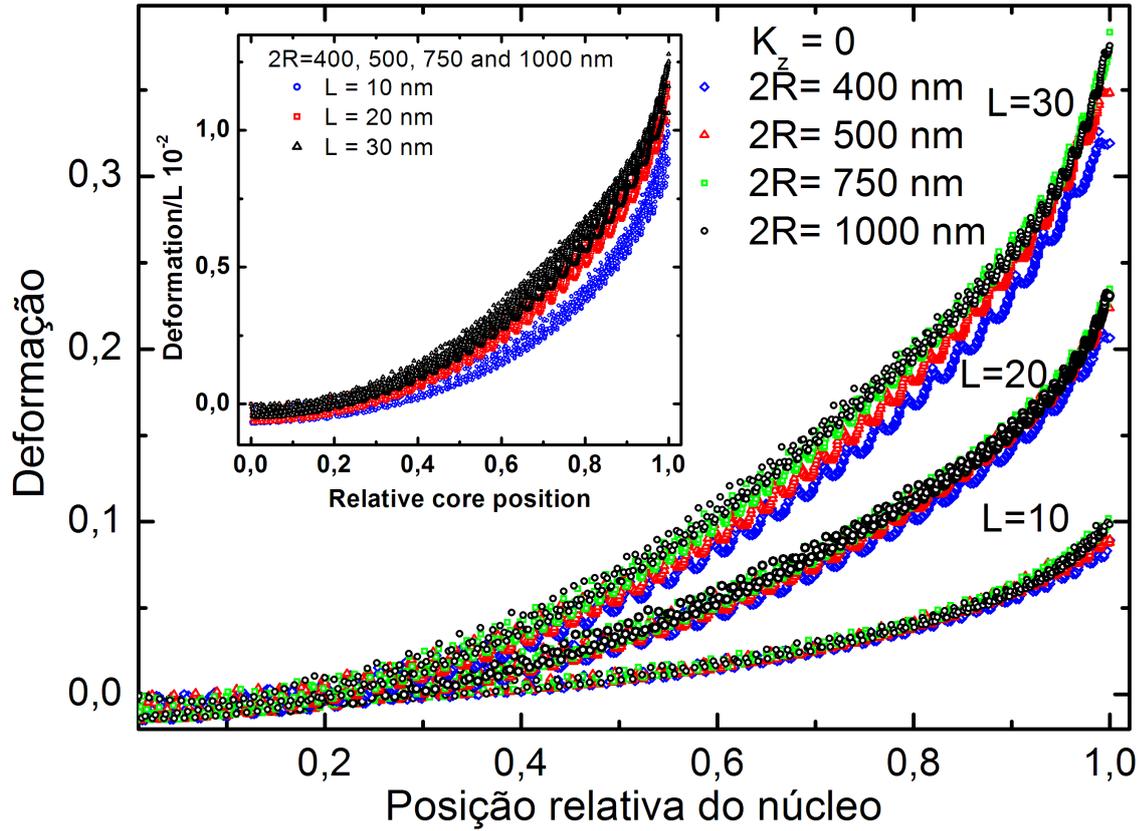


Figura 6.8: A deformação $\delta = (r_y - r_x)/r_x$ para $K_z = 0 \text{ kJ/m}^3$, $L = 10, 20, \text{ e } 30 \text{ nm}$ para os diâmetros $D = 400, 500, 750 \text{ e } 1000 \text{ nm}$ *versus* posição do núcleo do vórtice normalizada ($P_{\text{núcleo}}/R$). A inserção mostra a deformação dividida pela espessura do disco, para diferentes valores de L , *versus* posição do núcleo do vórtice. Nota-se que uma lei de escala é aparente na deformação do núcleo do vórtice.

Note que nas figuras 6.8 e 6.9 para cada espessura (10, 20 e 30 nm) as quatro curvas foram determinadas para diferentes diâmetros (400, 500, 750 e 1000 nm). O detalhe mostra uma deformação normalizada, isto é δ/L , mostrando uma lei de escala para a deformação do núcleo do vórtice.

6.4 Conclusões parciais

Em um ciclo de histerese magnética de um disco que contém vórtice magnético existe um campo magnético, no qual o núcleo do vórtice é expulso do disco, isto é, o núcleo do vórtice é aniquilado. O campo necessário para isto ocorrer é chamado de campo de aniquilação. Este campo já foi estudado na literatura para discos com anisotropia perpendicular nula, aqui realizamos estudo sistemático para as espessu-

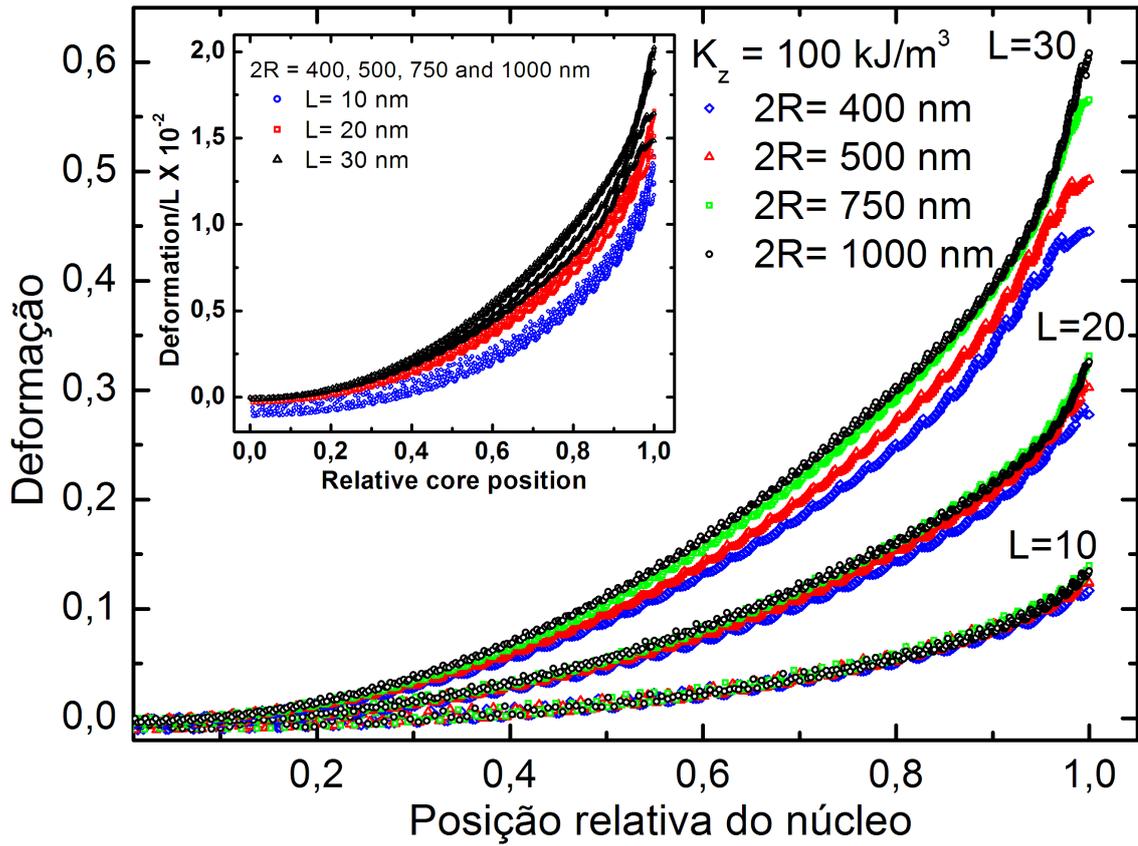


Figura 6.9: A deformação $\delta = (r_y - r_x)/r_x$ para $K_z = 100 \text{ kJ/m}^3$, $L = 10, 20$, e 30 nm para os diâmetros $D = 400, 500, 750$ e 1000 nm *versus* posição do núcleo do vórtice normalizada ($P_{\text{núcleo}}/R$). A inserção mostra a deformação dividida pela espessura do disco, para diferentes valores de L , *versus* posição do núcleo do vórtice. Nota-se que uma lei de escala é aparente na deformação do núcleo do vórtice.

ras de $L = 10, 20$ e 30 nm para conhecer a dependência do campo de aniquilação em função da anisotropia perpendicular.

O nosso objetivo foi mapear o campo de aniquilação para a configuração magnética tipo vórtice. Então, a anisotropia perpendicular máxima utilizada neste estudo é inferior à anisotropia perpendicular necessária para formar o skyrmion, assim para as alturas de $L = 10, 20$ e 30 nm , as anisotropias perpendiculares máximas são $K_z^{\text{max}} = 300, 225$ e 165 kJ/m^3 , respectivamente.

Deste modo, obtemos os campos de aniquilação para os nanodiscos com vórtice magnético em função da anisotropia perpendicular utilizando método numérico e analítico. Mostramos como o campo de aniquilação varia com o diâmetro dos nanodiscos e com o aumento da anisotropia perpendicular. Observamos de forma geral

que com o aumento da anisotropia perpendicular, o campo de aniquilação diminui e que a anisotropia perpendicular tem maior influência para os discos com diâmetros menores.

Contudo, o método numérico mostrou um fenômeno interessante, que é a deformação do núcleo do vórtice. Os valores dos campos de aniquilação calculados pelos dois métodos diferem de $\approx 20\%$, assim esta diferença pode estar relacionada com a forma do núcleo do vórtice. levando em conta que, para o cálculo teórico a sua forma não se altera, pois utilizamos o modelo de núcleo rígido. As figuras 6.8 e 6.9 mostram a deformação do núcleo do vórtice para os diâmetros $2R = 400, 500, 750$ e 1000 nm e para as espessuras $L = 10, 20$ e 30 nm com as anisotropias $K_z = 0$ e 100 kJ/m³. Das figuras 6.8 e 6.9 observa-se que a deformação do núcleo do vórtice não depende da razão entre a posição do núcleo e o raio do disco. Estes resultados são muito interessantes quando analisamos as inserções das figuras 6.8 e 6.9, que mostram as doze curvas colapsam em uma mesma linha, indicando uma lei de escala para a deformação do núcleo do vórtice.

Capítulo 7

Inversão direta e indireta do núcleo do vórtice

Este capítulo é composto em boa parte com os resultados obtidos por Gabriel B. de M. Fior da Universidade Federal de São Carlos (UFSCAR) em seu trabalho de iniciação científica sobre a orientação do Prof. Dr. Flávio Garcia à época no LNLS.

É muito importante para as futuras aplicações, tais como memória de acesso aleatório de vórtice magnético (VRAM) e nano-osciladores por transferência de torque de spin (STNO) o controle das propriedades dos vórtices incluindo a frequência girotrópica e a velocidade crítica de inversão do núcleo do vórtice. Um modo original de controlar as propriedades estáticas dos vórtices magnéticos é simplesmente introduzindo um termo de anisotropia uniaxial no eixo- z , como mostramos nos capítulos 4 e 5 e em [7, 103], as propriedades dinâmicas são afetadas com a anisotropia perpendicular, como mostramos no capítulo [6] e como foi mostrado recentemente por T. S. Machado *et al.* em [113].

A inversão da polaridade do núcleo do vórtice também tem sido bastante estudada, e já está muito bem descrita e caracterizada na literatura para sistemas não anisotrópicos (como mostramos na seção [3.4]). O mecanismo da inversão da polaridade do núcleo do vórtice ocorre através de um conjunto de núcleos, formado por vórtice, anti-vórtice e vórtice, onde o anti-vórtice aniquila o núcleo do vórtice original, permanecendo apenas o novo núcleo do vórtice [24, 66, 72, 76, 126, 127].

Mostramos no capítulo [4] que a anisotropia perpendicular tem grande influência no tamanho do núcleo do vórtice, por isso, esperamos compreender melhor como a anisotropia perpendicular modifica as propriedades dinâmicas dos vórtices magnéticos.

Neste capítulo investigamos a influência da anisotropia perpendicular sobre a inversão da polaridade do núcleo do vórtice, induzida por campo magnético girante aplicado no plano do disco. Em primeiro lugar, nós investigamos discos isolados, mostraremos que a velocidade crítica para a inversão da polaridade do núcleo do vórtice depende da anisotropia perpendicular.

Na sequência investigamos o acoplamento entre discos magnéticos em um par. Estudamos discos com separação entre os centros de $d = 550$ nm e com polaridades opostas $p_1 p_2 = -1$. Nosso objetivo era inverter a polaridade do núcleo do vórtice sem excitá-lo diretamente. Mostramos que é possível, devido ao acoplamento magnético e à alteração na velocidade crítica de inversão da polaridade do núcleo do vórtice, que é modificada com a inclusão do termo de anisotropia perpendicular.

Neste trabalho usamos o código OOMMF [49] para realizar a simulação micromagnética, na qual empregamos discos de permalloy com $2R = 500$ nm e espessura de $L = 20$ nm. Os parâmetros magnéticos utilizados na simulação foram: $M_s = 860$ kA/m para a magnetização de saturação, $A = 13$ pJ/m para a constante de troca e células com tamanho de $5 \times 5 \times 5$ nm³. A anisotropia perpendicular foi variada de $K_z = 0$ até $K_z = 237$ kJ/m³, pois acima deste valor o vórtice desaparece como estrutura de mínima energia, dando lugar ao skyrmion.

7.1 Inversão da polaridade do núcleo do vórtice

No capítulo [3] na seção [3.4.1] mostramos que o movimento girotrópico do núcleo do vórtice possui uma frequência natural (ω_n). Aqui, utilizamos o mesmo método da seção [3.4.1], para obter a frequência natural (ω_n) em função da anisotropia perpendicular (K_z). Para isto, retiramos o núcleo da sua posição de equilíbrio com um campo no plano. Então, desligamos o campo e o núcleo retorna à sua posição de

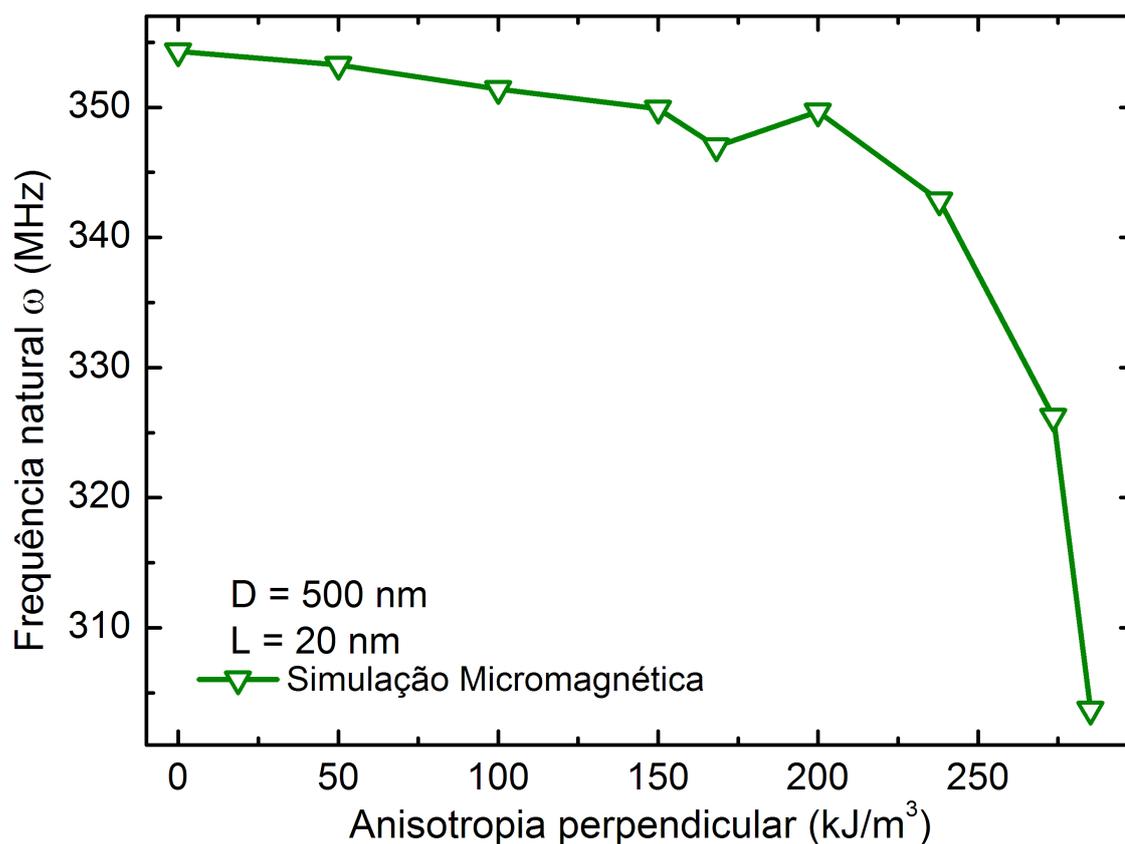


Figura 7.1: Dependência da autofrequência ω_{K_z} com a anisotropia perpendicular, K_z , para disco com $2R = 500$ nm e espessura de $L = 20$ nm.

equilíbrio realizando um movimento girotrópico. Contudo, este movimento depende da distância do núcleo ao centro do disco. Para distância maiores que 25% do raio do disco a forma da energia potencial da equação de Thiele (equação (3.8)) é alterada de $W \propto X^2$ para $W \propto X^4$ o que implica a existência de efeitos não lineares. Isto não será objeto de estudo neste trabalho, mais detalhes podem ser vistos em [128] e [129]. Assim, obtemos a curva de $M_x(t)$ vs t para cada anisotropia perpendicular, como mostra a figura 3.10(a) para anisotropia nula. Em seguida, realizamos a transformada de Fourier da magnetização em cada curva e obtemos a frequência em função da anisotropia perpendicular ($\omega_n(K_z)$) a figura 7.1 mostra esta dependência.

O conhecimento da dependência da frequência com a anisotropia perpendicular é necessário, pois para que aconteça a inversão da polaridade do núcleo do vórtice a frequência do campo girante tem que ser muito próxima da frequência natural do vórtice magnético [24]. Assim, a dependência de $\omega(K_z)$, mostrada na figura 7.1, será

usada para a inversão da polaridade do núcleo do vórtice. Logo, o vórtice magnético foi excitado por campo magnético girante no plano do disco com a frequência natural correspondente à cada anisotropia perpendicular do disco.

Deste modo, a figura 7.2 foi obtida a partir da inversão da polaridade do núcleo do vórtice por campo magnético girante com diferentes amplitudes. Em seguida, foi medida a distância radial em que ocorre a inversão da polaridade do núcleo do vórtice esta distância chamamos de raio crítico que está relacionada com a velocidade crítica através da frequência natural ($v_{\text{crit}} = \omega(K_z)R_{\text{crit}}$). Observamos na figura 7.2 com $K_z = 100 \text{ kJ/m}^3$, que a inversão da polaridade do núcleo do vórtice ocorre sempre no mesmo raio crítico independente da amplitude de campo magnético. Este resultado está de acordo com o mostrado no capítulo [3] e na literatura [13], ou seja, como mostramos na figura 3.13, para maiores amplitudes de campo o núcleo atinge o raio crítico rapidamente. Deste modo, comparando as figuras 7.2 e 3.13 observamos que a anisotropia perpendicular influencia o raio crítico para inversão da polaridade do núcleo do vórtice, pois para $K_z = 100 \text{ kJ/m}^3$ o raio crítico é menor do que para anisotropia perpendicular nula. A figura 7.2 mostra que a amplitude do campo magnético muda a trajetória do núcleo do vórtice.

Na figura 7.3 fixamos uma amplitude de campo magnético e variamos a anisotropia perpendicular de $K_z = 0$ até $K_z = 273 \text{ kJ/m}^3$. Assim, foi possível obter a figura 7.3, que exhibe a distância radial do núcleo do vórtice em função do tempo. A figura 7.3 mostra que incluindo o termo de anisotropia perpendicular, o raio crítico, onde ocorre a inversão da polaridade do núcleo do vórtice, é menor para anisotropia perpendicular maior.

Analisando esses resultados, obtemos a dependência do raio crítico de inversão da polaridade com a anisotropia perpendicular mostrada na figura 7.4. Observamos que o raio crítico decresce com o aumento da anisotropia perpendicular, sendo esta redução aproximadamente 50 nm com uma variação de K_z de zero até 237 kJ/m^3 .

A figura 7.5 mostra a dependência da velocidade crítica na inversão da polari-

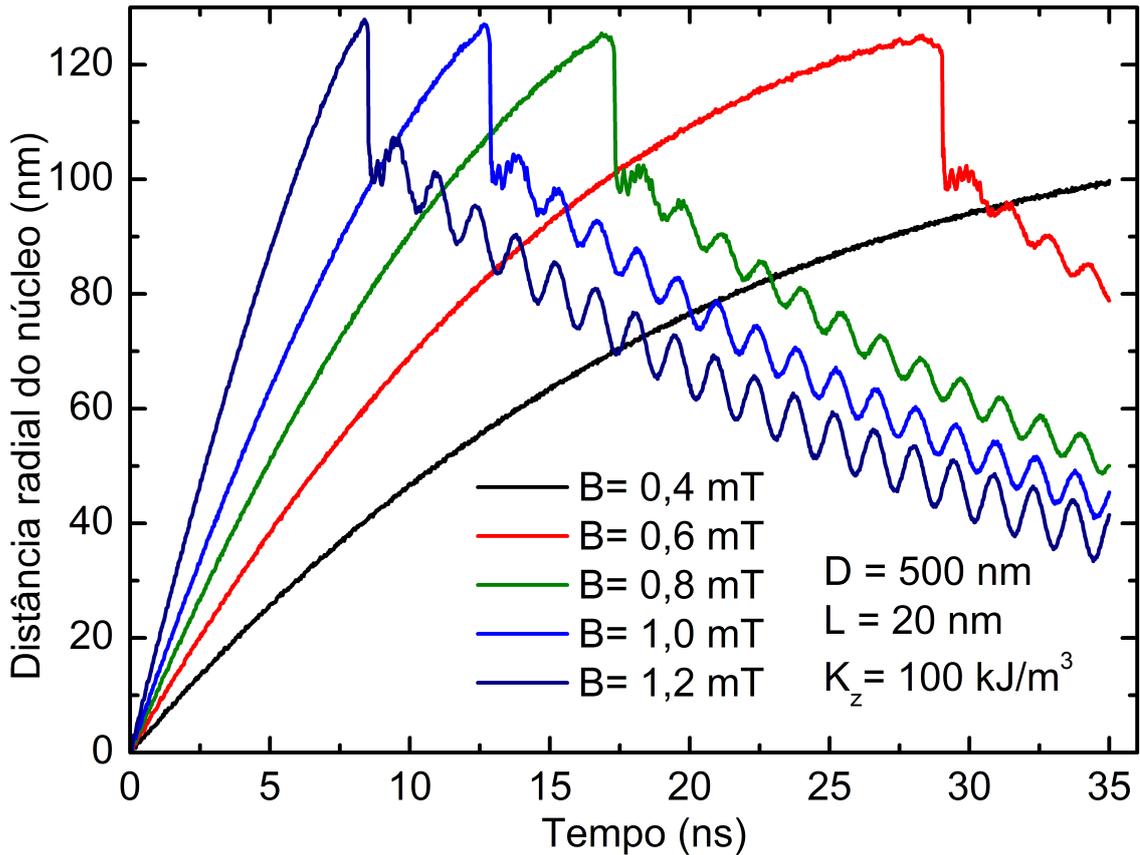


Figura 7.2: Evolução temporal da distância do núcleo do vórtice a partir do centro do disco para várias amplitudes de campos girante, para um disco de $2R = 500$ nm, espessura de $L = 20$ nm e anisotropia perpendicular de $K_z = 100$ kJ/m³.

dade do núcleo do vórtice com o raio do núcleo do vórtice (r_c) para sistemas com diferentes anisotropias. A linha vermelha contínua representa o comportamento da velocidade crítica em relação ao raio do núcleo r_c , mostrando que a velocidade crítica é proporcional a $1/r_c$. Donde, com o aumento no raio do núcleo do vórtice, a velocidade crítica diminui. Já mostramos nos capítulos 4 e 5 e na figura 4.3 que o raio do núcleo do vórtice depende da anisotropia perpendicular. Agora, podemos afirmar que a anisotropia perpendicular altera a velocidade em que ocorre a inversão da polaridade do núcleo do vórtice, como mostra a inserção da figura 7.5.

K. Y. Guslienko *et al.* [13] encontraram que a velocidade crítica de inversão da polaridade do núcleo do vórtice é proporcional ao raio do núcleo ($v_{crit} \propto r_c$), no limite de discos finos e sem anisotropia perpendicular. A. V. Khvalkovskiy *et al.* [77] encontraram a mesma proporcionalidade de K. Y. Guslienko *et al.*, (equação (3.15))

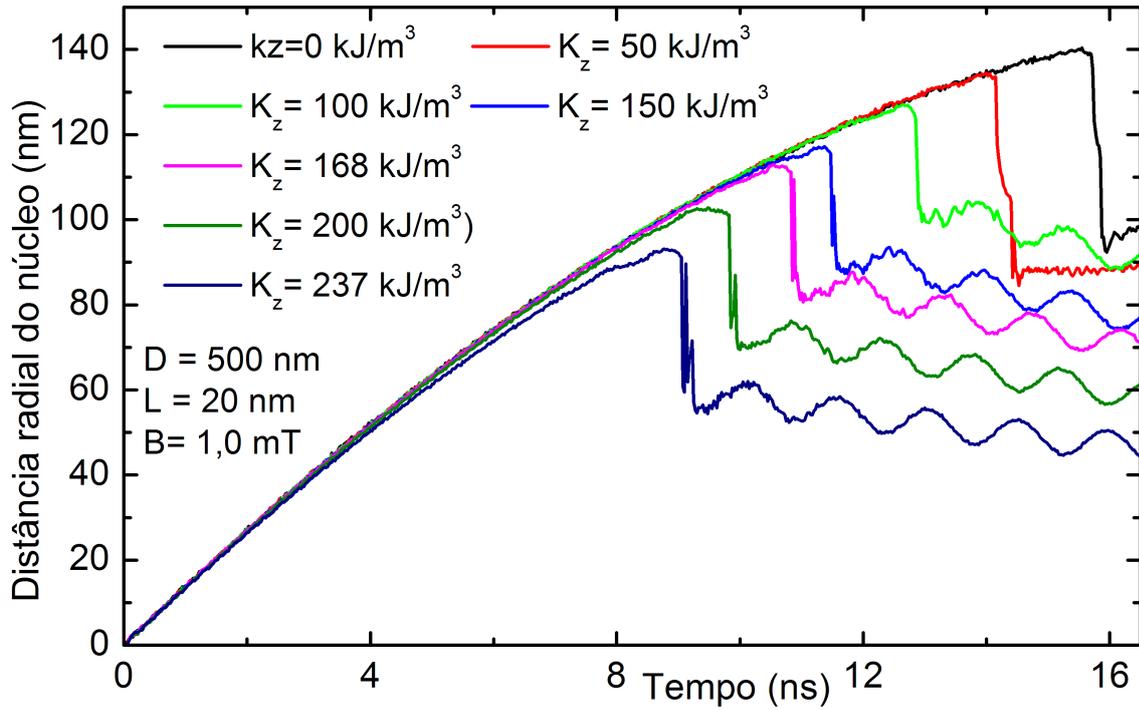


Figura 7.3: A evolução temporal da distância radial entre o núcleo do vórtice e o centro do disco para a mesma amplitude de campo magnético para o disco de $2R = 500$ nm e espessura de $L = 20$ nm para diferentes valores de anisotropia perpendicular $-K_z$.

mostraram que o giro-campo necessário para a inversão da polaridade depende da velocidade e do raio do núcleo na presença de um campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do disco.

Já mostramos que o raio do núcleo depende da anisotropia perpendicular [7, 103] (ver figura 4.4), com o aumento de K_z o raio do núcleo do vórtice também aumenta. Contudo, encontramos que a velocidade crítica de inversão da polaridade é inversamente proporcional ao raio do núcleo do vórtice ($v_{\text{crit}} \propto 1/r_c$), para o sistema com anisotropia perpendicular, como pode ser visto na figura 7.5.

Entretanto, não compreendemos porque o giro-campo necessário para a inversão do núcleo do vórtice é menor para discos com anisotropia perpendicular. Uma possível explicação pode vir do fato que com o aumento da anisotropia perpendicular provoca um aumento na depressão da magnetização próximo ao núcleo do vórtice, como mostra a figura 4.3 que discutimos no capítulo [4]. Como o giro-campo necessário para inversão da polaridade ocorre quando a depressão é $mz = -1$, a depressão

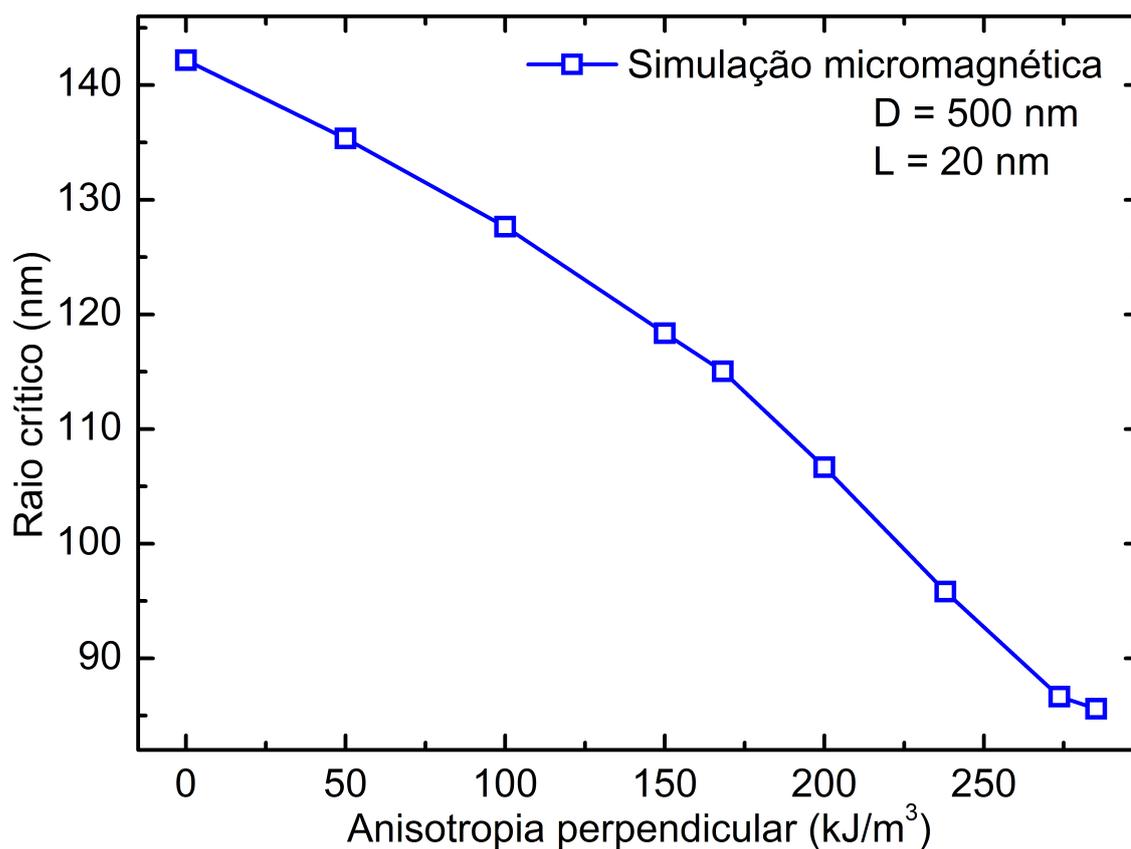


Figura 7.4: Relação entre o raio crítico (R_{crit}) e a anisotropia perpendicular para disco com diâmetro de $2R = 500$ nm e espessura de $L = 20$ nm.

maior para $K_z \neq 0$ deve auxiliar o giro-campo alcançar o valor máximo. Consequentemente, muda o raio crítico de inversão da polaridade, assim como mostrado na figura 7.3; também altera a velocidade crítica, como pode ser visto na figura 7.5. Assim, podemos ver que a dependência $v_{\text{crit}} \propto 1/r_c$ descreve muito bem a relação entre velocidade crítica de inversão da polaridade do núcleo do vórtice (v_{crit}) e o raio do núcleo do vórtice (r_c).

7.2 Inversão indireta da polaridade do núcleo do vórtice

Dois discos com vórtices magnéticos nas suas configurações de equilíbrio interagem muito fracamente, devido à quase ausência de campos de desmagnetização, em outras palavras, os momentos magnéticos formando círculos concêntricos não permitem carga magnética líquida, exceto no núcleo do vórtice. Entretanto, fora do equilíbrio os vórtices produzem energia magnetostática que torna possível o acoplamento dinâmico entre os vórtices vizinhos. Isto foi demonstrado em trabalhos

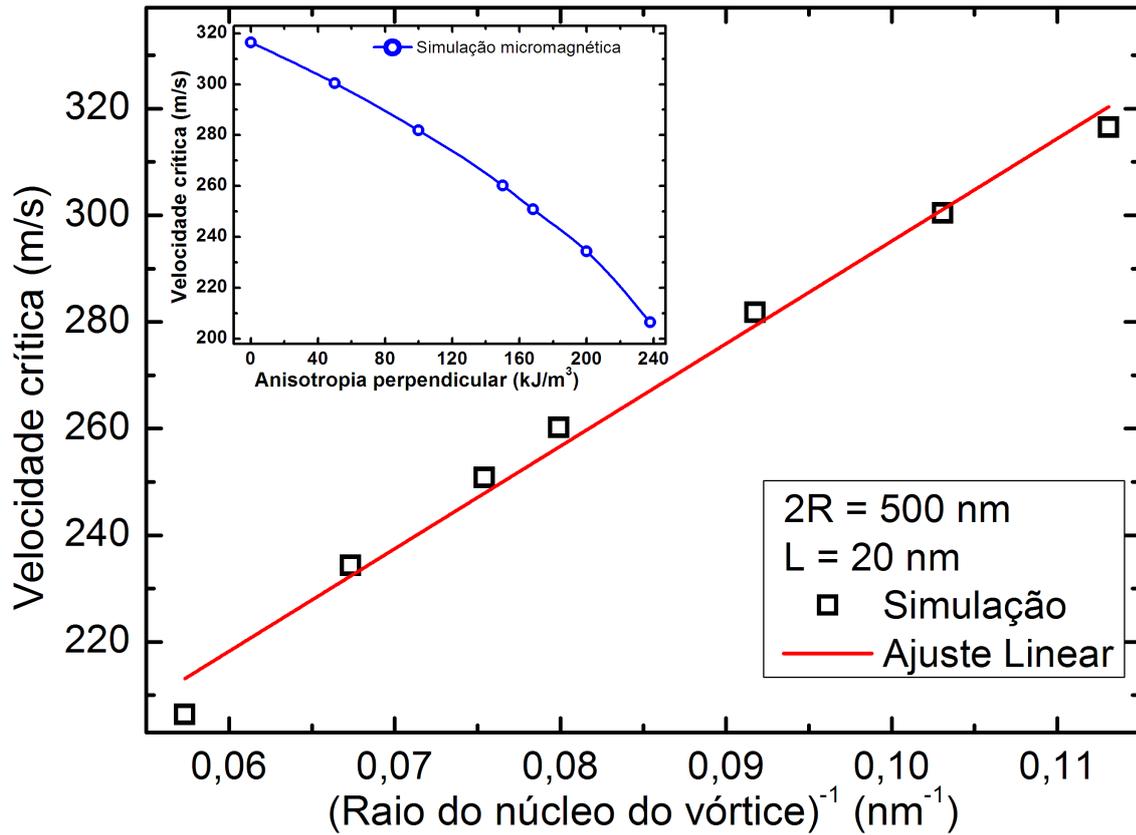


Figura 7.5: Relação entre a velocidade crítica do núcleo do vórtice (v_{crit}) e o inverso do raio do núcleo do vórtice r_c^{-1} para um disco de $2R = 500$ nm e espessura de $L = 20$ nm, com a anisotropia perpendicular variando. A linha vermelha contínua é um ajuste linear na forma de $v_{\text{crit}} = Ar_c^{-1}$.

recentes [65, 130–138]. O fato particularmente interessante é a possibilidade de transferência de energia entre os discos, com perdas que podem ser desprezadas, entre dois discos vizinhos em movimento girotrópico estimulado [131]. Este acoplamento é fortemente dependente da distância d , entre os centros dos discos e da polarização dos núcleos [65, 139, 140], mostraremos no capítulo 8, que a dependência do acoplamento entre os discos em um arranjo de disco é d^{-4} .

Com a compreensão do acoplamento e do papel da anisotropia perpendicular sobre o núcleo do vórtice investigamos a inversão de polaridade em um par de discos magnéticos acoplados. Os discos no par têm o mesmo diâmetro do disco isolado estudado na seção 7.1 com $2R = 500$ nm e espessura de $L = 20$ nm. A distância entre os centros dos discos foi a mesma em todos os casos com $d = 550$ nm. O sistema de par de discos acoplados tem sido intensivamente estudado e em vários trabalhos

foi mostrado que o acoplamento depende da polaridade dos vórtices magnéticos [131–134, 141]. Observamos que o par de discos com a mesma polaridade ($p_1 p_2 = 1$) tem um acoplamento mais fraco que o acoplamento de um par de discos com polaridades opostas ($p_1 p_2 = -1$); a circulação do vórtice magnético é irrelevante para o acoplamento. Este efeito sobre o acoplamento está de acordo com o capítulo 8 e os artigos sobre acoplamento de vórtices magnéticos.

Como mostramos na seção [7.1], a frequência natural $\omega(K_z)$, velocidade crítica e o raio crítico para inversão da polaridade do núcleo do vórtice dependem da anisotropia perpendicular, e que o raio crítico é maior para $K_z = 0$. Logo, podemos construir uma configuração de par de discos onde cada disco possua um raio crítico de inversão da polaridade distinto. Assim, variando a anisotropia perpendicular de $K_z = 0$ para 237 kJ/m^3 em um dos discos do par e mantendo outro disco sempre com a anisotropia perpendicular igual a zero, cada disco terá raio crítico distinto do outro.

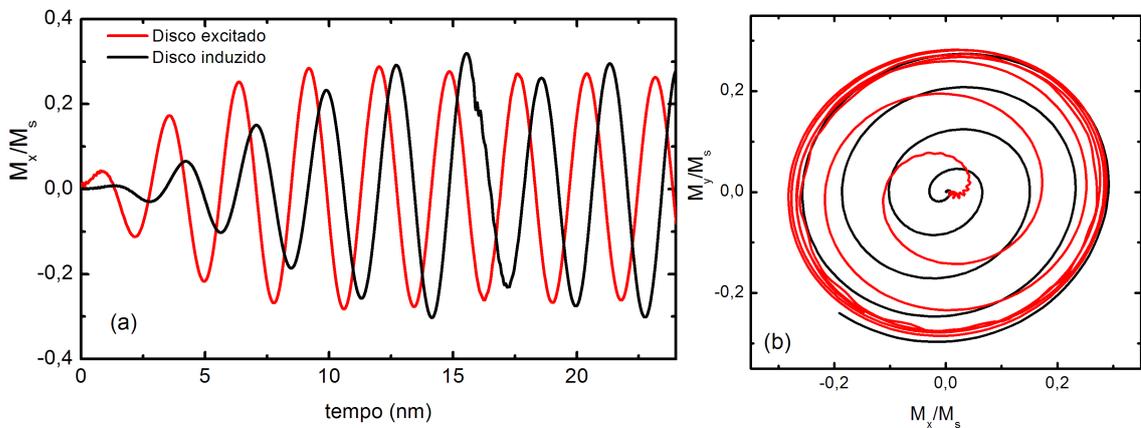


Figura 7.6: Em (a) mostramos que a amplitude de M_x do disco 1 excitado (linha vermelha) e a amplitude de M_x do disco 2 (linha preta) induzido pelo disco 1 são as mesmas. Em (b) mostramos que as posições dos núcleos dos vórtices são as mesmas para os discos excitado (linha vermelha) e induzido (linha preta).

Dada uma configuração em que em um par de discos com polaridades opostas ($p_1 p_2 = -1$) e separados por uma distância $d = 550 \text{ nm}$ entre seus centros e com a mesma anisotropia perpendicular e excitando somente um disco do par observamos que os núcleos dos vórtices alcançam a mesma amplitude no movimento oscilatório,

com apenas uma diferença de fase entre os movimentos oscilatórios. Deste modo, torna-se evidente que há uma transferência de energia entre os discos do par com vórtices magnéticos, além disso podemos afirmar que as posições que os núcleos dos vórtices alcançam são as mesmas, como mostra a figura 7.6.

Sabemos que o raio crítico depende da anisotropia perpendicular. Podemos construir um par de discos com anisotropias diferentes, implicando em diferentes raios críticos. Assim, excitando apenas um disco com campo magnético girante podemos inverter a polaridade do outro núcleo sem excitá-lo diretamente. Podemos realizar este experimento, com o sistema mostrado na figura 7.7, no qual queremos inverter a polaridade do núcleo do vórtice de forma indireta, ou seja, aplicando campo magnético girante apenas no disco de menor anisotropia perpendicular.

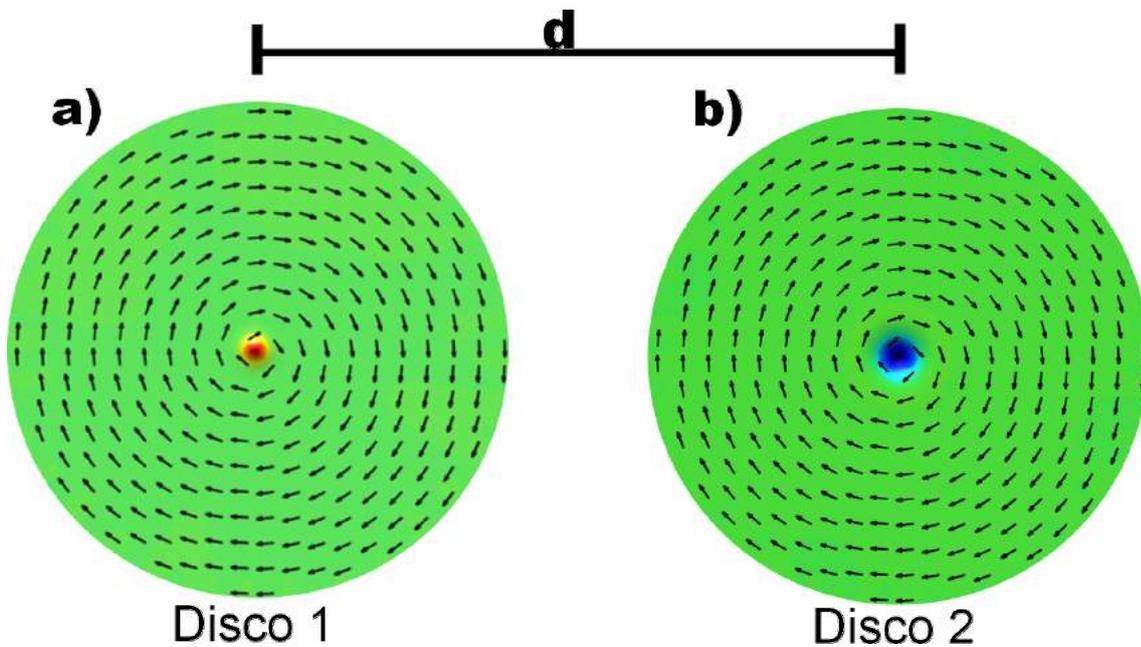


Figura 7.7: Esquema do par de discos com diferentes anisotropias perpendiculares.

A simulação micromagnética foi realizada do seguinte modo: o disco 1 na figura 7.8a) foi excitado com diferentes amplitudes de campo magnético girante com as frequências naturais $\omega_n(K_z)$, para a respectiva anisotropia perpendicular, no caso $K_z = 0$. Apesar de saber que a interação entre discos com vórtice magnético altera a sua frequência [131, 133, 134, 141], excitamos o disco com a sua frequência natural quando o disco está isolado. A dependência da frequência para um par de discos

acoplados magneticamente é semelhante à dependência da frequência de oscilação de dois pêndulos acoplados por uma mola [142]. Assim, o núcleo do vórtice é levado até o raio crítico, onde a descontinuidade na linha que mostra a distância radial caracteriza o momento em que ocorre a inversão do núcleo do vórtice. Vemos que a inversão ocorre primeiro para os discos com maiores anisotropias. O disco 2 na figura 7.7b) não é excitado com campo magnético girante, mas pela interação magnética com o disco 1 [140, 142] induz a inversão da polaridade do núcleo do vórtice no disco 2.

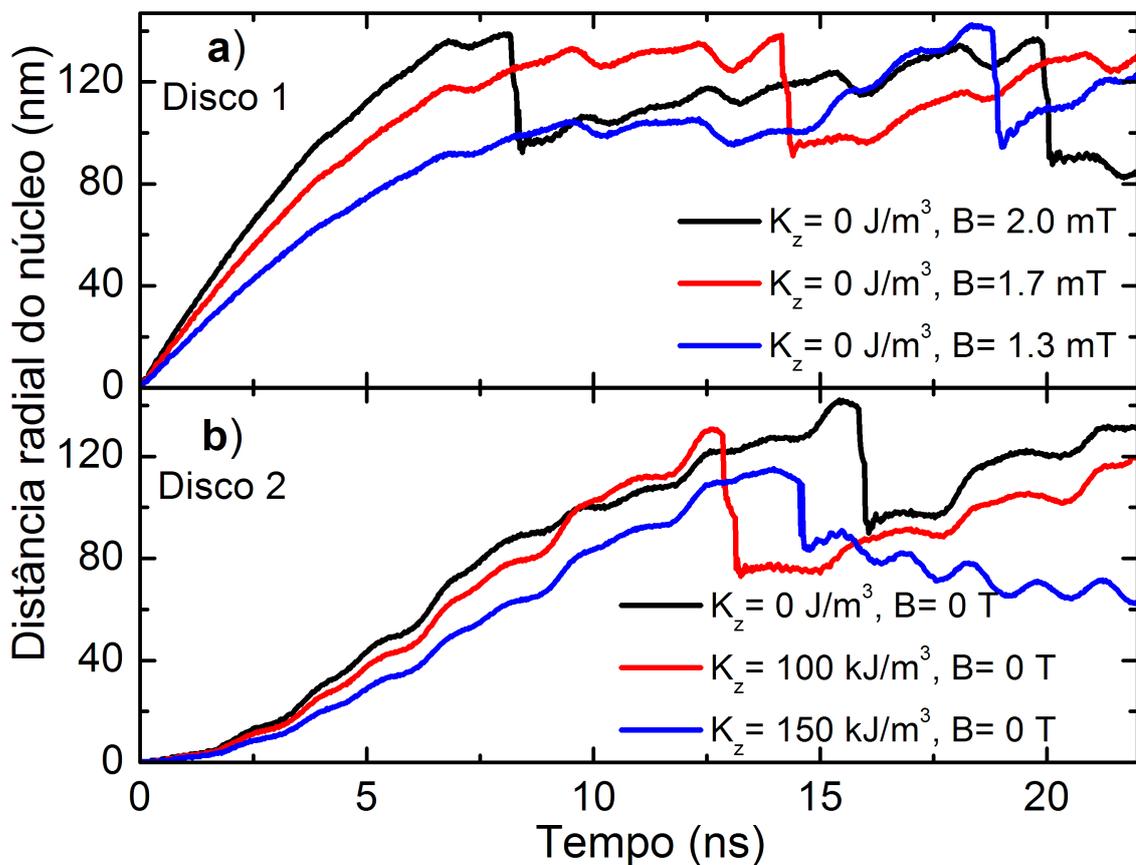


Figura 7.8: Distância radial dos núcleos dos vórtices em um sistema com dois discos. Em a) o disco 1 com $K_z = 0$, e campo magnético girante com diferentes amplitudes aplicados sobre ele; b) disco 2 com diferentes valores de anisotropia perpendicular e sem campo magnético girante aplicado.

Assim, da figura 7.8, onde excitamos apenas o disco 1 com $B = 1.3 \text{ mT}$, o disco 1 inverte aproximadamente em 19 ns, enquanto o disco dois inverte a polaridade aproximadamente em 15 ns. O segundo disco tem anisotropia perpendicular diferente de zero, por consequência tem raio crítico menor para a inversão da polaridade do

núcleo do vórtice. Portanto, é possível inverter a polaridade do núcleo do vórtice do disco com alta anisotropia perpendicular indiretamente, sem inverter a polaridade do núcleo do vórtice que está sendo excitado com o campo magnético. Para os três pares de discos mostrados na figura 7.8 ($K_z^1 = 0 - K_z^2 = 0$; $K_z^1 = 0 - K_z^2 = 100$ e $K_z^1 = 0 - K_z^2 = 150$) aplicamos campo magnético girante com as amplitudes de $B_0 = 1,5, 1,7$ e $2,0$ mT em todos estes casos as polaridades dos discos 2 foram invertidas indiretamente, isto é, não existem campos aplicados sobre eles. Comparando as figuras 7.3 e 7.8 para as anisotropias $K_z = 0, 100$ e 150 kJ/m³ observamos que a distância radial onde ocorre a inversão do núcleo do vórtice é a mesma para o disco simples e para o par de discos.

Conclusões parciais

Uma das possibilidades de aplicação dos vórtices magnéticos é a gravação magnética, onde o núcleo do vórtice seria utilizado para guardar informação. Deste modo, é importante controlar a polaridade do núcleo do vórtice. Já sabemos que, quando excitado com um campo magnético girante em sua frequência natural, a polaridade do núcleo do vórtice é invertida. Além disso, acima de uma amplitude de campo crítica, campos com qualquer amplitude invertem o núcleo do vórtice na mesma distância, e com a mesma velocidade crítica.

Deste modo, propomos um mecanismo para mudar a velocidade crítica do vórtice, a anisotropia perpendicular. Assim, mostramos que a velocidade crítica de inversão do núcleo do vórtice depende da anisotropia perpendicular (ver figura 7.5), como também o raio crítico de inversão do núcleo, como mostra a figura 7.8. Demonstramos que em um sistema com maior anisotropia perpendicular a velocidade crítica de inversão do núcleo do vórtice é menor e que a velocidade crítica é inversamente do raio do núcleo ($v_{\text{crit}} \propto 1/r_c$).

Como controlamos o raio crítico da inversão, conhecemos os termos de acoplamento entre os discos, logo demonstramos que é possível realizar a inversão da polaridade do núcleo do vórtice de um disco de forma indireta. Como mostramos

para um disco isolado, a anisotropia perpendicular altera a velocidade crítica e o raio crítico de inversão do núcleo do vórtice. Deste modo, em um sistema composto por um par de discos com diferentes anisotropias, podemos excitar o disco com menor anisotropia perpendicular, ou seja, o disco com maior raio crítico, pois o disco que possui maior anisotropia perpendicular tem raio crítico menor. Então, o disco com maior anisotropia perpendicular inverterá sua polaridade sem que o disco excitado inverta.

Capítulo 8

Eco de vórtice magnético

Quando o vórtice magnético é excitado, ou seja, o núcleo do vórtice é deslocado da sua posição de equilíbrio, ele executa um movimento semelhante ao espiral para retornar à posição original, com uma autofrequência bem definida de poucas centenas de MHz [1, 4, 13, 103], como mostra a figura 3.10. Devido a esta propriedade dinâmica, o vórtice magnético tem grande potencial para aplicação tecnológica [1, 7, 12, 13, 35, 130]. Normalmente, nas aplicações de dinâmica dos vórtices magnéticos deseja-se alta velocidade e alta densidade, para isto os nanodiscos com vórtices magnéticos devem ser organizados de modo tão compacto quanto possível nas matrizes, e a otimização do desempenho do dispositivo requer uma caracterização física adequada das suas propriedades dinâmicas.

Como mostramos na seção [3.3] a frequência natural de translação do núcleo do vórtice (geralmente designada por frequência girotrópica) está estreitamente relacionada com a geometria do nano-objeto. Assim, para um nanodisco fino a frequência [13] é dada por:

$$\omega_G \approx \frac{20}{9} \gamma M_s \beta, \quad (8.1)$$

onde M_s é a magnetização de saturação, γ é a razão giromagnética de Gilbert e $\beta = L/R$ é a razão entre a espessura e o raio do disco [4]. O sentido do movimento girotrópico do núcleo (ou o sinal da frequência girotrópica) é determinado pela po-

laridade do núcleo do vórtice, logo, para $p = +1(-1)$, o núcleo irá precessionar no sentido (anti-horário) ou no sentido horário. Assim, através do controle da polaridade do núcleo do vórtice [ver capítulo 1, seção 3.4.2] é possível controlar o sentido do movimento girotrópico do núcleo do vórtice magnético. Em um sistema com muitos discos a frequência natural é alterada devido à interação entre os nonodiscos com vórtices magnéticos.

Até recentemente, a maioria dos estudos desprezavam qualquer acoplamento dipolar entre os nano-objetos com vórtices magnéticos, uma vez que não apresentam campo de desmagnetização em seu estado de mínima energia. No entanto, o núcleo do vórtice fora do equilíbrio gera energia magnetoestática suficiente para o acoplamento dinâmico entre os vórtices vizinhos, como demonstrado em alguns estudos muito recentes [130–138, 140, 142]. Particularmente interessante é o fato de que é possível transferir energia, com perda desprezível, entre dois vórtices vizinhos estimulados pelo movimento girotrópico do núcleo do vórtice [131]. Este acoplamento dinâmico é fortemente dependente da distância d entre os centros dos discos que contêm os vórtices e da polaridade do núcleo do vórtice este efeito estudamos com mais detalhe no capítulo [7]. Foi demonstrado por Vogel *et al.* [131] que a forma funcional da dependência da interação entre os discos com vórtice magnético usando ressonância ferromagnética para uma matriz de 4×300 discos é:

$$\frac{1}{d^n}, \quad \text{com } n = 6. \quad (8.2)$$

A mesma dependência foi encontrada por S. Sugimoto *et al.* [130] usando um par de discos excitado com corrente de radiofrequência (rf). Por outro lado, H. Jung *et al.* [133] estudando uma par de discos com microscópica de raios x de transmissão por varredura com resolução temporal encontraram $n = 3,91 \pm 0,07$. Da mesma maneira O.V. Sukhostavets *et al.* [134], também estudando um par de discos, neste caso por simulação micromagnética, obtiveram $n = 3,2$ e $3,7$, para os termos de interação entre os eixos x e y , respectivamente. Assim, J. P. Sinnecker *et al.* [142]

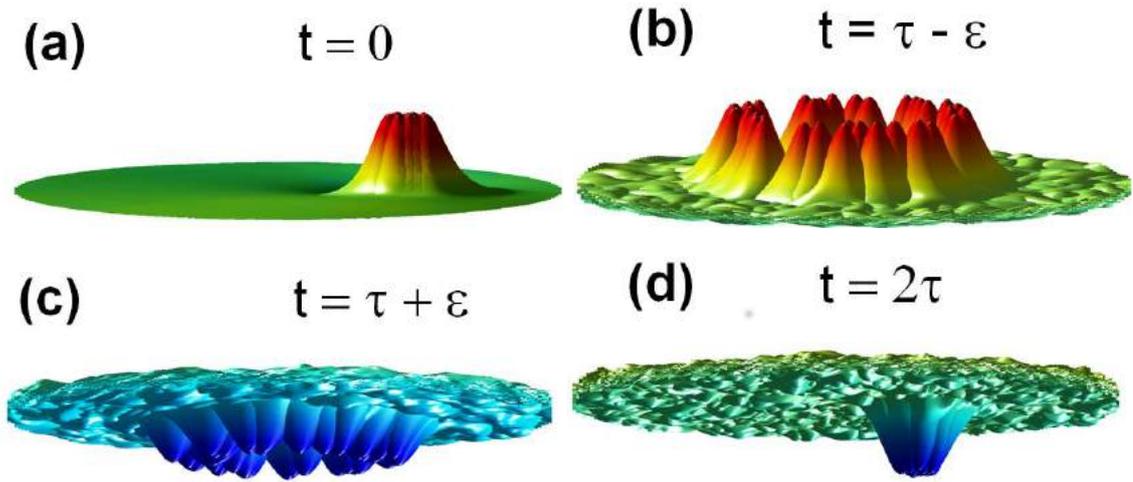


Figura 8.1: O gráfico mostra de forma esquemática a formação do eco de vórtice magnético, cada figura é composto pela superposição de 100 discos de uma matriz 10×10 . No gráfico mostramos em (a) a superposição dos discos em $t = 0$ mostra que os núcleos dos vórtices estão na mesma posição, em (b) todos os núcleos dos vórtices magnéticos estão distribuídos em posições distintas nos discos em $t = \tau - \epsilon$, no instante antes de inverter as polaridades dos vórtices, em (c) todos os vórtices magnéticos estão distribuídos em $t = \tau + \epsilon$, no instante depois da inversão da polaridades dos núcleos dos vórtices, e em (d) no instante $t = 2\tau$, mostra a refocalização dos núcleos dos vórtices na matriz 10×10 .

estudaram interações em um par de discos com raios diferentes, encontraram via simulação micromagnética $n = 5,2$ e por equação de Thiele $n = 3,7$.

A maioria dos trabalhos estudam sistemas idealizados, contendo um ou dois ou no máximo alguns elementos em uma matriz, no efeito como acoplamento entre os vórtices magnéticos, falta de homogeneidade, estabilidade magnética em grandes matrizes de nanoestruturas, entre outros, têm sido negligenciados até então. A questão de como caracterizar as propriedades dinâmicas de grandes áreas contendo um conjunto de discos com vórtices magnéticos tem implicações muito importantes para a aplicação e efeitos interessantes em física básica.

Neste capítulo estamos propondo um novo fenômeno, o eco de vórtice magnético (MVE), e desenvolvemos um modelo analítico que descreve as suas principais características. Esta descrição analítica é análoga à utilizada para o eco de spin observada em ressonância magnética nuclear (RMN), essencial em aplicações, tal como a imagem por ressonância magnética (IRM) [143]. No intuito de comprovar o fenômeno

realizamos simulações do movimento dos núcleos dos vórtices em matrizes com 100 nanodiscos que têm uma distribuição normal nos diâmetros, como esperado, em sistemas de matrizes reais, por exemplo, produzidos por nanolitografia. Os resultados mostram o efeito do eco de vórtice magnético resultante do movimento coletivo dos núcleos dos vórtices magnéticos que leva à reorientação (ou refocalização)* da magnetização total de uma matriz, como mostrado de forma esquemática na figura 8.1 e em termos da componentes da magnetização (M_y) na figura 8.2. O eco de vórtice magnético proporciona um meio de caracterizar grandes arranjos de nanodiscos, referentes à homogeneidade, à intensidade da interação entre os elementos da matriz estas propriedades são relevantes para as aplicações em dispositivos.

8.1 Modelo para o eco de vórtice magnético

A formulação do modelo começa por considerar uma variedade infinita de nanodiscos magnéticos com a distância d entre seus centros. Vamos agora considerar que os núcleos dos vórtices estão executando o movimento girotrópico depois de terem sido excitados pela ação de alguma perturbação externa, ou seja, um campo magnético aplicado no plano ao longo do eixo y , que deslocou todos os núcleos ao longo do eixo x , e assim aumentou a magnetização no eixo y . Isto faz a magnetização em M_y crescer devido ao alinhamento dos momentos magnéticos com o campo. Como em uma matriz real de discos magnéticos com a configuração tipo vórtice, assumimos que os discos não têm exatamente as mesmas frequências girotrópicas decorrentes, por exemplo, de uma distribuição de tamanhos.

Para derivar a dependência da magnetização com o tempo na matriz vamos considerar primeiro que as frequências girotrópicas variam continuamente dentro de uma distribuição Gaussiana ($P(\omega)$) com desvio padrão $\Delta\omega$. Em segundo lugar, vamos supor também que a circulação e a polaridade são inicialmente as mesmas para cada vórtice magnético: $c = +1$ e $p = +1$. Isto não é um problema, tal como será evidente da seção 8.2, no entanto, esta condição pode ser facilmente conseguida

*O termo refocalização indica o instante em que os núcleos dos vórtices estão novamente na mesma posição.

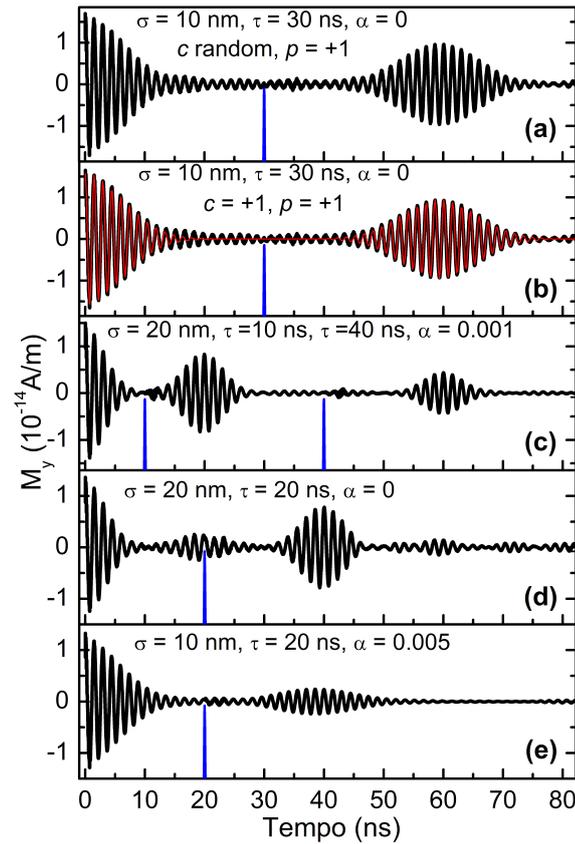


Figura 8.2: Eco de vórtice magnético obtido via simulação micromagnética (linha preta) para a matriz de discos 10×10 e para $d = \infty$. A linha azul indica o campo magnético aplicado para a inversão da polaridade do vórtice. Em (a) $\sigma = 10$ nm, $\tau = 30$ ns, $\alpha = 0$, $p = +1$ e circulação c aleatória; (b) $\sigma = 10$ nm, $\tau = 30$ ns, $\alpha = 0$ em vermelho ajuste utilizando a equação (8.4) mais a equação (8.8); (c) $\sigma = 20$ nm, $\tau = 10$ ns e $\tau = 40$ ns dois pulsos com $\alpha = 0.001$; (d) $\sigma = 20$ nm, $\tau = 20$ ns, $\alpha = 0$ e (e) $\sigma = 10$ nm, $\tau = 20$ ns, $\alpha = 0.005$. Os discos de (b) e (e) estão inicialmente com a mesma circulação $c = +1$ e polaridade $p = +1$.

por meio de procedimentos adequados (ver na referência Antos *et al.* [144]).

Depois que os vórtices são deslocados como mostra a figura 8.1(a) o campo magnético no plano é desligado e considera-se esse instante como $t = 0$. Logo, os vórtices magnéticos vão relaxar em direção à posição de equilíbrio em uma espiral gerando um comportamento oscilatório das componentes da magnetização no plano $M_x(t)$ e $M_y(t)$. Como os movimentos girotrópicos dos vórtices magnéticos possuem diferentes frequências ω . Assim, decorrido um determinado tempo os núcleos irão estar em posições deferentes, em outras palavras, estarão completamente fora de fase, como mostrado na figura 8.1(b), e como consequência a magnetização global da matriz será reduzida. Eventualmente, a magnetização irá atenuar até muito próxima de

zero. Assim, tomando como base o método empregado na descrição de ressonância magnética (isto é, ver [145, 146]), pode-se derivar na matriz a componente da magnetização em y , $M_y(t)$, dada por:

$$M_y(t) = M_y(0) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(\omega-\omega_0)^2}{\Delta\omega^2}\right)}{\Delta\omega\sqrt{2\pi}} \cos(\omega t) d\omega \quad (8.3)$$

Então, realizando uma transformada de Fourier na integral das distribuições de frequências girotrópicas $P(\omega)$ [147]. Agora podemos expressar $M_y(t)$ como uma função do tempo de relaxação $T_2^* = 1/\Delta\omega$:

$$M_y(t) = M_y(0) e^{-\frac{1}{2} \frac{t^2}{T_2^{*2}}} \cos(\omega_0 t). \quad (8.4)$$

O mesmo raciocínio pode ser aplicado a $M_x(t)$. Este resultado mostra que a magnetização total tende para zero, tal como as diferentes contribuições das componentes da magnetização no plano $M_y(t)$ e $M_x(t)$ com o transcorrer do tempo ficam gradualmente fora de fase. O amortecimento da equação (8.4) é o tempo característico T_2^* , que é análogo ao decaimento de indução livre (*free induction decay - FID*) em ressonância magnética nuclear.

Depois de decorrido um tempo t , o arco de ângulo deslocado por cada núcleo de vórtice será de ωt ; se em $t = \tau$ (instante em que os núcleos estão em posições distintas, ou seja, desfocalizados) invertemos a polaridade dos núcleos do vórtice na matriz utilizando um pulso magnético apropriado, por exemplo, perpendicular ao plano, o movimento dos núcleos dos vórtices irá inverter o sentido do giro logo, $\omega \rightarrow -\omega$. Portanto, para $t > \tau$ obtemos:

$$M_y(t - \tau) = M_y(0) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{1}{2} \frac{(\omega-\omega_0)^2}{\Delta\omega^2}}}{\Delta\omega\sqrt{2\pi}} \cos[\omega(\tau - t)] d\omega \quad (8.5)$$

Então, a componente y da magnetização torna-se:

$$M_y(t) = M_y(0) e^{-\frac{1}{2} \frac{(t-2\tau)^2}{T_2^{*2}}} \cos(\omega_0 t) \quad (8.6)$$

A equação (8.6) significa que $M_y(t)$ (e $M_x(t)$) aumenta para $\tau < t < 2\tau$, atingindo o máximo da magnetização novamente em um tempo igual a $t = 2\tau$, isto é, os núcleos dos vórtices refocalizam-se, como é mostrado na figura 8.1(d). Assim, o máximo da magnetização em $t = 2\tau$ é o eco de vórtice magnético, de forma análoga ao eco de spin observada na ressonância magnética. A figura 8.2(a) mostra o eco de vórtice magnético obtido apenas com uma distribuição de tamanhos dos nanodiscos, pois a separação entre os elementos é infinita, implicando na ausência de interação magnética. No caso do eco de spin na RMN o máximo é devido à reorientação dos componentes no plano da magnetização nuclear.

Até agora temos considerado apenas uma distribuição de frequências decorrente da heterogeneidade geométrica dos discos[†]. Nas matrizes de vórtice magnético reais outros processos irreversíveis devem, também ser considerados e a diminuição das componentes das magnetizações $M_y(t)$ e $M_x(t)$ também serão afetadas por estes processos adicionais que podem ser caracterizados por um tempo de relaxação T_2 . Deste modo, considerando $M_y(t)$ da equação (8.6) será dada por:

$$M_y(t) = M_y(0)e^{-\frac{1}{2}\frac{(t-2\tau)^2}{T_2^*}} e^{-\frac{t-\tau}{T_2}} \cos(\omega_0 t), \quad (8.8)$$

onde T_2 é um tempo de relaxação de spin análogo ao tempo de relaxação transversal (ou tempo de relaxação spin-spin) T_2 na ressonância magnética. Agora

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \Delta\omega \quad (8.9)$$

Podemos medir T_2 determinando o decaimento da amplitude do eco de vórtice magnético para diferentes valores do intervalo τ . Os processos que contribuem para

[†]As fontes da inomogeneidade são o raio e/ou a espessura ou a presença de defeitos. Um campo magnético externo perpendicular H_z ao plano dos disco adiciona um contribuição para ω , assim:

$$\omega = \omega_G + \omega_H, \quad \text{com } \omega_H = \frac{\omega_0}{p(H/H_s)}, \quad (8.7)$$

onde p é a polaridade e H_s é o campo que satura a magnetização nos nanodiscos [127]. Uma distribuição ΔH é outra fonte de espalhamento de $\Delta\omega$

T_2 são:

1. A interação entre os nanoelementos que na primeira aproximação são os campos magnéticos aleatórios gerados pela variação de ω de um dado elemento na matriz produzindo uma separação na largura de frequência $\Delta\omega' = 1/T_2'$;
2. A perda de magnetização (taxa $1/T_\alpha$) decorrente da dissipação da energia relacionada com a constante de amortecimento de Gilbert α que aparece na equação Landau-Lifshitz-Gilbert [1].

Logo, identificamos T_α em NMR com o tempo de relaxação logitudinal T_1 [145], podemos escrever:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{2T_\alpha}. \quad (8.10)$$

Em consequência, a taxa de relaxação $1/T_2^*$ dada pela equação (8.9) fica:

$$\frac{1}{T_2^*} = \Delta\omega + \frac{1}{T_2} = \Delta\omega + \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{2T_\alpha} \quad (8.11)$$

O máximo do eco de vórtice magnético é em $t = 2\tau$, para a equação (8.8), é

$$M_y(2\tau) \propto \exp(-\tau/T_2).$$

Deve-se notar que a magnetização máxima é recuperada em 2τ diminui exponencialmente com T_2 , isto é, este máximo somente é afetado pela parte homogênea da taxa de decaimento total dada pela equação (8.11). Em outras palavras, o eco de vórtice magnético cancela a perda em $M_y(t)$ devido à heterogeneidade de $\Delta\omega$. Mas, não anula a diminuição de $M_y(t)$ devido à interação entre os nano-elementos (o termo de relaxação homogêneo é $1/T_2'$), aqui devido a dissipação da energia o termo é $1/2T_\alpha$.

Note-se também que, em uma tentativa para estimar a não homogeneidade de uma matriz de nanoelementos usando outro método, por exemplo, medindo a largura da linha de um espectro de FMR, teria a contribuição desta heterogeneidade,

juntamente com os outros termos que aparecem na equação (8.11), decorrente da interação entre os elementos e do termo de amortecimento (α). Por outro lado, medindo o eco de vórtice magnético é possível separar a não homogeneidade intrínseca destas contribuições, sendo que T_2 pode ser medido separadamente, independentemente do termo $\Delta\omega$.

8.2 Simulação micromagnética do eco de vórtice magnético

A fim de confirmar a validade do modelo do eco de vórtice magnético, realizamos simulações micromagnéticas de um conjunto de 100 nanodiscos magnéticos empregando o código OOMMF [49]. O sistema simulado foi uma matriz quadrada de 10×10 de discos de permalloy com espessura de 20 nm, com distância d entre os centros dos discos. Esta distância pode variar de $d = 350$ nm até ∞ , neste caso as simulações foram feitas em discos isolados e adicionando os momentos magnéticos individuais $\mu_i(t)$ dos disco para representar a matriz. Para dar conta da heterogeneidade esperada em uma matriz de discos real com vórtices, nós introduzimos uma distribuição normal nos diâmetros dos nanodiscos, centrada em 250 nm com os desvios padrões de $\sigma = 10$ e 20 nm. Desta maneira, induzimos uma distribuição de frequência, por exemplo, para o $\sigma = 10$ nm corresponde a um desvio na frequência de $\Delta\omega \approx 1.5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$. Os discos foram dispostos aleatoriamente na matriz quadrada, também foram utilizados diferentes valores de α .

O estado inicial da simulação foi preparado através da aplicação de um pulso de campo magnético perpendicular de $B_z = +300$ mT para definir as polaridades dos núcleos dos vórtices de todos os discos, assim a polaridade inicial é $p = +1$, seguido por um campo no plano de 25 mT ao longo da direção y , a fim de deslocar todos os núcleos dos vórtices das posições de equilíbrio. Em seguida apagamos o campo que está aplicado no plano e o sistema executa seu movimento girotrópico livremente até $t = \tau$, neste momento esperamos que $M_y \approx 0$, quando novamente as polaridades dos núcleo do vórtice são invertidas por ação de um pulso de campo magnético no formato de uma Gaussiana com amplitude de $B_z = -300$ mT e com duração de

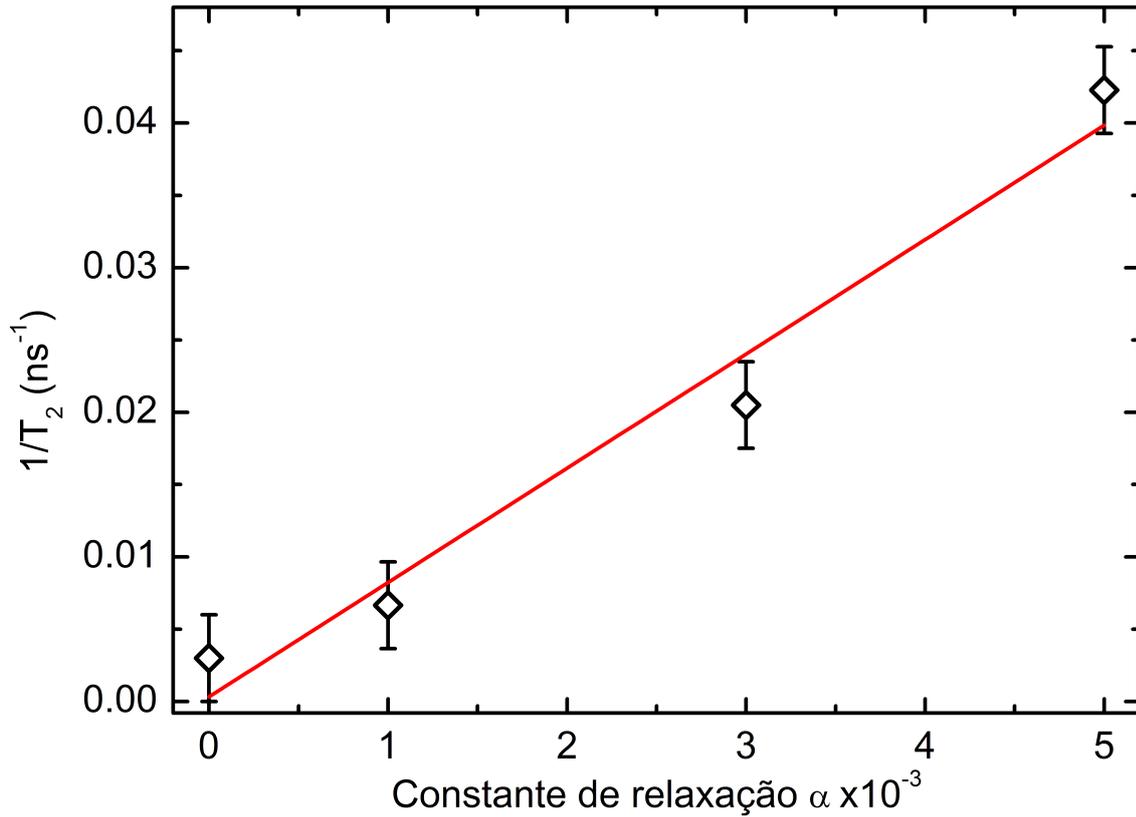


Figura 8.3: Variação de $1/T_2$ obtidos ajustando as curvas de intensidade do eco *versus* τ para $M_0 \exp(-\tau/T_2)$, como função de α , para $D = 250$ nm, $\sigma = 10$ nm, $d = \infty$; a linha contínua é um ajuste linear.

100 ps.

As simulações foram realizadas com circulação aleatória ($c = \pm 1$) e com os discos com a mesma circulação ($c = +1$); o resultado é que o valor de c é irrelevante para o eco de vórtice magnético, como se pode verificar pela comparação das figuras 8.2(a) e 8.2(b). Para discos com diferentes circulações ($c = \pm 1$) os núcleos serão deslocados em direções opostas, mas o eco de vórtice magnético será o mesmo, uma vez que todas as magnetizações irão apontar na mesma direção.

Por outro lado, em uma configuração em que as polaridades dos núcleos dos vórtices são aleatórias no estado inicial, isto é, a polaridade pode ser $p = \pm 1$ os núcleos dos vórtices que estavam com $p = -1$ não inverterão as polaridades dos núcleos dos vórtices sob a influência de um pulso de campo magnético B_z em $t = \tau$. Portanto, discos com vórtices magnéticos com $p = -1$ não contribui para o eco, e a amplitude do eco é reduzida, pois somente os vórtices magnéticos com $p = 1$ irão

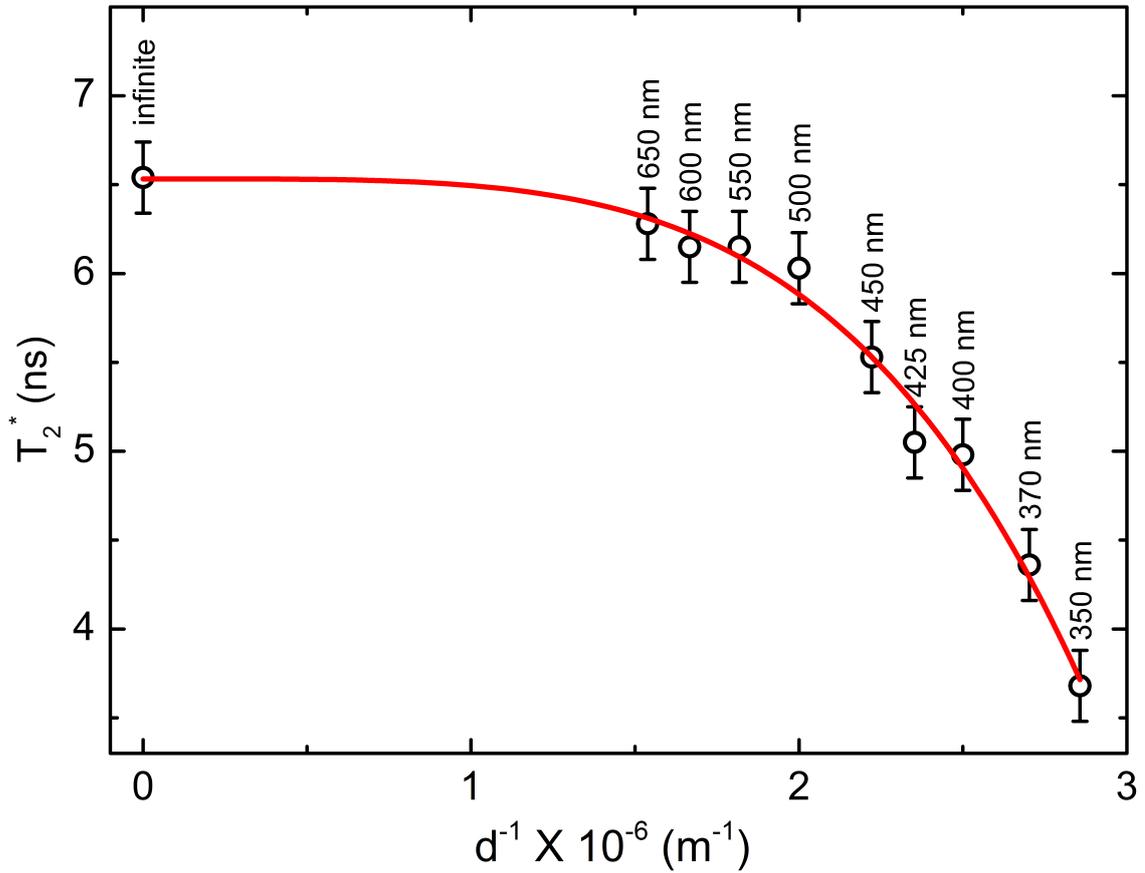


Figura 8.4: Variação de T_2^* versus d^{-1} para a matriz de nanodiscos de 10×10 com a distribuição de diâmetro centrado em $D = 250 \text{ nm}$ ($\sigma = 10 \text{ nm}$), $\alpha = 0.001$ e separação d ; a linha contínua é o melhor ajuste da equação (8.14).

contribuir. No entanto, uma vez que a preparação inicial do sistema envolve um pulso de campo magnético positivo B_z , todos os vórtices magnéticos terão inicialmente a mesma polaridade $p = 1$, como foi considerado na seção 8.1. Optamos por apresentar as simulações realizadas com o sistema preparando em que todos os discos estão com a mesma circulação ($c = 1$) e polaridade ($p = 1$), sem perda de generalidade.

Como esperado a partir do modelo, na matriz simulada a magnetização total no plano está acentuadamente atenuada ($M_y \approx 0$), resultado da desfocalização a partir do estado inicial, que mostra um claro FID com um tempo característico T_2^* . Além disso, as simulações micromagnéticas também confirmaram a ocorrência dos ecos de vórtices magnéticos nos tempos esperados ($t = 2\tau$). Para os valores de σ , o tempo T_2^* , e conseqüentemente a duração do FID e o comprimento do eco de vórtice magnético é modificado como mostramos nas figuras 8.2(b) 8.2(d); aumentando α

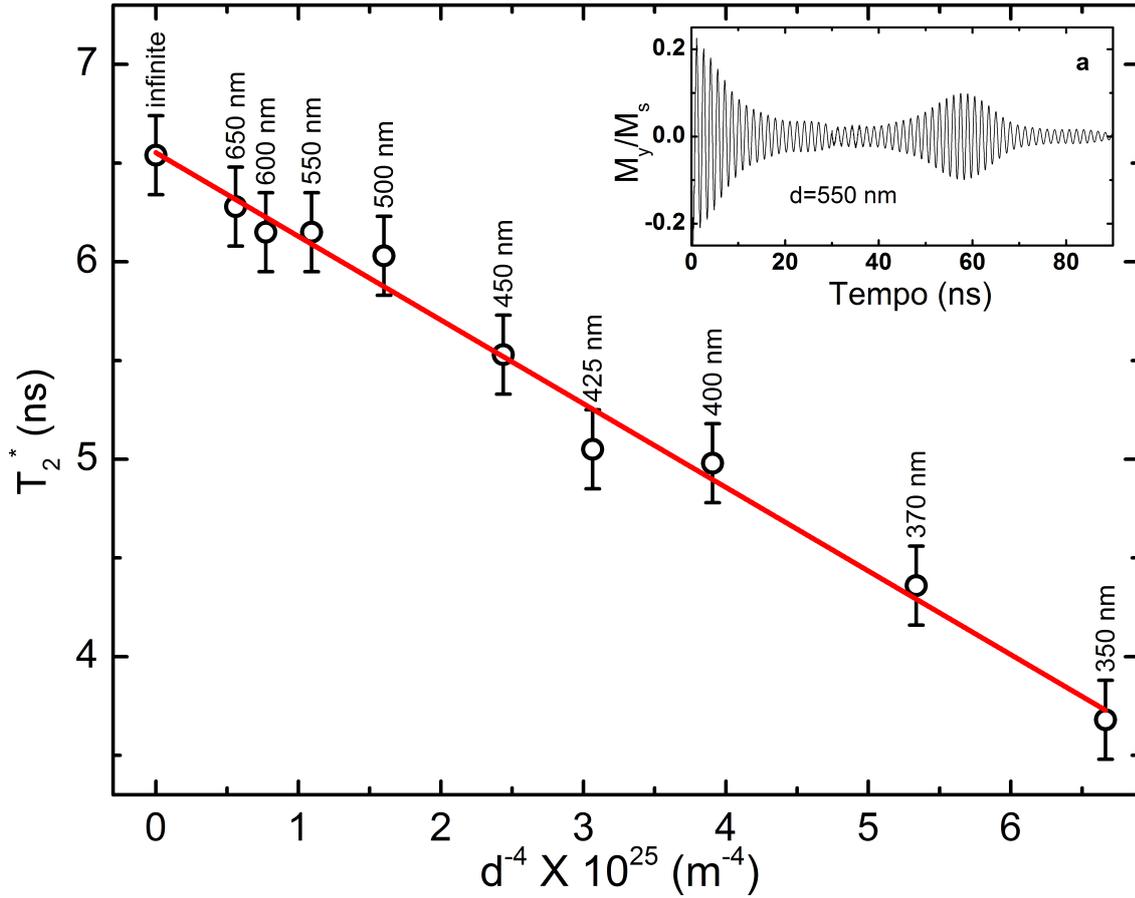


Figura 8.5: Variação de T_2^* versus d^{-1} para a matriz de nanodiscos de 10×10 com a distribuição de diâmetro centrado em $D = 250$ nm ($\sigma = 10$ nm), $\alpha = 0.001$ e separação d ; a linha contínua é o ajuste linear. Inserção a) mostra a eco de vórtice magnético para $d = 550$ nm, $\tau = 30$ ns, $\alpha = 0.001$.

resulta em rápido decaimento da intensidade do eco de vórtice magnético mostrado nas figuras 8.2(b) e 8.2(e). Além disso, obtemos múltiplos eco de vórtice magnético, excitando o sistema com dois pulsos, como mostra a figura 8.2(c)[‡].

A figura 8.3 mostra a dependência do termo $1/T_2$ em relação a α para $\sigma = 10$ nm e $d = \infty$, essencialmente o mesmo resultado é obtido para $\sigma = 20$ nm a equação (8.11) mostra que T_2 não depende de $\Delta\omega$. Tomando uma aproximação linear de $1/T_2 \approx A\alpha$, e uma vez que para $d = \infty$ não há interação entre os discos, então a equação (8.10) fica:

$$1/T_2 = 1/2T_\alpha, \quad (8.12)$$

[‡]Esses ecos, no entanto, não são equivalentes aos ecos estimulados observados na RMN com dois pulsos de 90° [143]

e portanto, podemos fazer:

$$\frac{1}{T_\alpha} = 2A\alpha \quad (8.13)$$

A partir do ajuste linear da figura 8.3 obtemos $A = 1.6 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Esta relação pode ser usada para determinar experimentalmente o valor de α , medindo T_2 com eco de vórtice magnético, para uma matriz de discos bem separados. Note que, somente podemos obter diretamente T_α e $\Delta\omega$ que contribui para T_2^* usando o eco de vórtice magnético.

Sabemos que a interação entre os nanodiscos com vórtices magnéticos é dependente da distância entre eles. Então, para determinar a interação entre os nanodiscos das nossas simulações micromagnéticas do eco vamos descrever a dependência de $1/T_2^*$ como uma função da distância d entre os nanodiscos como:

$$T_2^* = B + \frac{1}{d^n}C \quad (8.14)$$

Os pontos da figura 8.4 foram obtidos por simulação e usando a equação (8.14) encontramos o coeficiente no valor de $n = 4.1 \pm 0.4$ que é o melhor ajuste como mostrado na figura 8.4. Este valor está de bom acordo com H. Jung *et al.* [133] e um acordo razoável com O. V. Sukhostavets *et al.* [134].

Os dados da figura 8.5 são os mesmos da figura 8.4, isto é, $\sigma = 10 \text{ nm}$, $\alpha = 0.001$ com $d = 350 \text{ nm}$ até ∞ . Contudo, fixamos $n = 4$ que é um bom ajuste linear para os dados da simulação que pode ser visto na figura 8.5. Deste modo, podemos obter os valores das constantes B e C do ajuste, logo: $B = (6.5 \pm 0.1) \times 10^{-9} \text{ s}$ e $C = -(4.2 \pm 0.3) \times 10^{-26} \text{ m}^4 \text{ s}$. Sabemos que para $\sigma = 10 \text{ nm}$ isso nos dá uma distribuição gaussiana que gera uma variação na frequência de $\Delta\omega \approx 1.5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$. Logo, realizando o procedimento inverso para $T_2^*(d = \infty)$ e usando a equação (8.13) obtemos $\Delta\omega \approx (1.53 \pm 0.1) \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, como esperado recuperamos nossa escolha inicial para $\Delta\omega$.

Combinando as equações (8.11), (8.13) e (8.14), podemos obter o termo de interação $1/T_2'$. Para obter $1/T_2'$ é necessário a determinação das outras contribuições individuais de $1/T_2^*$, o que foi feito através da simulação de eco de vórtice magnético. Para derivar simplesmente a dependência da interação com d é suficiente medir $1/T_2^*$ como uma função de d , uma vez que o termo de interação $1/T_2'$ é a única contribuição que é dependente de d , visto que α é intrínseco ao material e $\Delta\omega$ depende da distribuição de tamanho. Para medir T_2' não é necessário o uso do eco de vórtice magnético, exigindo apenas a determinação da taxa de relaxação $1/T_2^*$.

Conclusões parciais

Experimentos com simulação micromagnética em matrizes com nanodiscos revelam um novo efeito - o eco de vórtice magnético - que surge a partir da reorientação da magnetização total na matriz. A confirmação do eco de vórtice magnético através da simulação micromagnética foi obtida para um conjunto de 100 nanodiscos em uma matriz 10×10 . A figura 8.2 mostra o efeito para 5 condições diferentes, mostra que a circulação não interfere no efeito, porém a polaridade sim. Então, é necessário que o sistema seja preparado para que todos os nanodiscos tenham a mesma polaridade para aumentar o efeito. A figura 8.2b mostra que o modelo analítico descreve o eco de vórtice magnético com um excelente acordo com a simulação micromagnética.

Mostramos que o eco de vórtice magnético tem potencial como uma nova técnica de caracterização de matriz com nanoelementos, uma vez que é uma forma de obter parâmetros importantes, tais como T_2 , que está relacionado com a interação magnética entre os nanoelementos e a constante de amortecimento de Gilbert α . Deste modo, podemos usar o eco de vórtice magnético para determinar o coeficiente α nos arranjos de discos com vórtices magnéticos. Aplicações do eco de vórtice magnético incluem ainda a medição da heterogeneidade dos elementos da matriz, tal como a distribuição de dimensões, razões de aspecto, campos magnéticos perpendiculares e assim por diante, numa disposição planar de nanoelementos com vórtices, que pode

ser usado para estudar matrizes de nanofios ou nanopilares contendo finas camadas de material magnético. Estas propriedades não podem ser obtidas diretamente, por exemplo, a partir da largura de linha de absorção RFM. Em uma experiência real de eco de vórtice magnético as sequências de pulsos de campos magnéticos externos têm que ser repetidos diversas vezes (como em RMN), para melhorar a relação sinal-ruído.

Mostramos também que um modelo analítico simples, de forma análoga ao que descreve o eco de spin em ressonância magnética, pode ser usado para explicar a maioria das características do eco de vórtice magnético. O modelo proposto e as simulações micromagnéticas mostraram a existência do novo fenômeno e confirmaram a aplicabilidade do eco de vórtice magnético como uma ferramenta útil para a caracterização de grande número de nano-objetos magnéticos com configuração de vórtice magnético.

Capítulo 9

Conclusões

A tese teve como principais objetivos o estudo das configurações magnéticas sobre a influência da anisotropia uniaxial no eixo z , com um olhar em especial no núcleo do vórtice e também o estudo da dinâmica de vórtices magnéticos. Neste sentido, podemos dividir o estudo em dois tipos de sistemas nanodiscos e nanoelipses isolados e matriz de discos. Assim, realizamos estudos para obter as configurações magnéticas estáticas dos nanopontos com anisotropia perpendicular, onde obtivemos os diversos diagramas de fases, incluindo uma nova configuração magnética, o skyrmion. Ainda com discos isolados obtivemos os campos de aniquilação do núcleo do vórtice com anisotropia perpendicular. O outro objetivo foi o estudo de matriz com discos onde estudamos o acoplamento magnético entre discos com vórtice magnético. Para este fim, propusemos e comprovamos um novo método, o eco de vórtice magnético que tem um papel importante não só como um novo fenômeno; como também, ele é uma ferramenta para a análises das matrizes com nano-objetos magnéticos. Por fim, exploramos o acoplamento magnético entre discos com vórtice magnético com diferentes anisotropias perpendiculares. Devido a isto podemos inverter a polaridade do núcleo do vórtice sem excitar diretamente o disco.

Obtivemos diagramas de fase para nanodiscos via simulação micromagnética e modelo analítico e obtivemos também diagramas de fase para nanoelipses via simulação micromagnética em todos os diagramas consideramos a anisotropia perpendicular. Deste modo, conseguimos mapear as configurações magnéticas para os

nanodiscos e as nanoelipses e assim, para os nanodiscos conseguimos obter as configurações usuais como: monodomínio com magnetização no plano e fora do plano e vórtice magnético. Além disso, observamos o skyrmion, uma nova configuração magnética. Ela apareceu na simulação micromagnética para nanodiscos com anisotropia perpendicular, porém, em uma estreita faixa de anisotropia, e experimentalmente em multicamadas de Cobalto/Platina (Co/Pt) para pequenas espessuras do cobalto. Também, para as nanoelipses obtivemos as configurações mais conhecidas, monodomínios, vórtice magnético e duplo vórtices; em especial podemos destacar os vórtices magnéticos nas laterais das elipses, o número desses dependem da espessura e da anisotropia perpendicular .

Estudamos detalhadamente como os diâmetros dos núcleos dos vórtices magnéticos podem ser controlados, bem como outras propriedades dos discos magnéticos. Mostramos que ajustando a contribuição de energia na interface de sistema de multicamadas de Cobalto/Platina (Co/Pt) ou a anisotropia perpendicular na simulação micromagnética, podemos controlar o diâmetro do núcleo do vórtice comparando o modelo analítico para o crescimento do núcleo do vórtice, que nós desenvolvemos, como os outros dois métodos os resultados estão em bom acordo. A teoria e a simulação são apresentadas na forma de um diagrama de fases que define três regiões com estruturas de domínios distintos. O vórtice magnético onde o núcleo cresce com a anisotropia perpendicular, o skyrmion e monodomínio com a magnetização perpendicular ao plano. Cabe ressaltar que o skyrmion que observamos na simulação não tem a interação Dzyaloshinskii-Moriya, por outro lado, o observado experimentalmente foi a temperatura ambiente.

Os campos de aniquilação para nanodiscos foram obtidos por um modelo analítico e simulações numéricas para diferentes espessuras e constantes de anisotropias perpendiculares. Em todos os casos, os campos de aniquilação diminuem com o aumento da constante de anisotropia K_z e com o aumento do diâmetro do disco $2R$. Os valores das anisotropias perpendiculares (K_z) e das espessuras (L) têm um efeito muito forte sobre os campos de aniquilação para discos menores. No entanto,

a anisotropia influencia de forma inversa o campo de aniquilação, com o aumento da espessura aumenta-se o campo de aniquilação logo, o aumento na anisotropia diminui o campo de aniquilação. Pela primeira vez foi realizado estudo sistemático da deformação do núcleo do vórtice. Contudo, o estudo foi realizado somente com a simulação micromagnética, pois para o modelo analítico o núcleo do vórtice é rígido. Deste modo, mostramos a variação da deformação do núcleo do vórtice δ em função da anisotropia perpendicular e/ou da espessura do disco. A ocorrência da deformação observada nas simulações micromagnéticas sugere que ela tem que ser incorporada na descrição analítica, pois os campos de aniquilação entre os dois modelos têm um desacordo que poderia ser explicado com a deformação. A deformação do núcleo não escala com o raio dos discos, que só está relacionada com a posição relativa do núcleo.

Ainda exploramos a influência da anisotropia perpendicular na inversão da polaridade do núcleo do vórtice em dois sistemas: disco isolado e par de discos interagentes. No caso do disco isolado observamos que a frequência natural do movimento do núcleo do vórtice é alterada com a presença da anisotropia perpendicular. Aplicamos um campo magnético girante com a frequência correspondente para o sistema com anisotropia perpendicular e medimos a velocidade crítica da inversão da polaridade do núcleo do vórtice. Além disso, mostramos que a velocidade crítica decresce com o aumento da anisotropia perpendicular, dito de outra forma, a velocidade crítica decresce com o aumento do raio do núcleo do vórtice. A velocidade crítica é inversamente proporcional ao raio do núcleo do vórtice: $v_{\text{crit}} \propto 1/r_c$ para disco com $K_z \neq 0$. Então, estudamos pares de discos com diferentes anisotropias perpendiculares entre eles na situação em que existe um acoplamento entre os discos. Assim, excitando somente o disco com $K_z = 0$ na sua frequência natural, o movimento girotrópico dele induz movimento no outro disco do par com $K_z \neq 0$. Logo, para o par de discos com diferentes anisotropias perpendiculares, podemos determinar uma configuração em que é possível inverter a polaridade do núcleo do vórtice do disco com $K_z \neq 0$ antes de inverter a do disco que está sendo excitado com campo magnético girante.

A inversão da polaridade indireta ou induzida pode ser usada para a aplicação do vórtice magnético, tal como memória de vórtices magnéticos.

No estudo com matrizes com discos magnéticos queríamos estudar o movimento coletivo dos núcleos dos vórtices. Para isto, demonstramos um novo efeito análogo ao eco de spin observado em ressonância magnética nuclear, o eco de vórtice magnético. Esse efeito é consequência do movimento coletivo dos vórtices magnéticos na matriz. O eco de vórtice magnético tem duas implicações importantes, a primeira vem do fato da descoberta e da descrição de um novo efeito, a segunda é a possibilidade de usar o eco de vórtice magnético para aplicação tecnológica, sendo uma ferramenta para a análise de matriz magnética. Com o eco de vórtice magnético podemos caracterizar arranjos formados por nanodiscos magnéticos entre as características que podemos obter está a interação entre os elementos. Os nossos resultados têm um bom acordo com outros trabalhos com técnicas diferentes. Podemos obter também a homogeneidade em tamanhos dos nanoelementos e o termo de amortecimento de Gilbert α . Além disso, estas medidas podem ser determinadas separadamente.

Apêndice A

As energias do micromagnetismo

Neste apêndice iremos discutir os termos de energia que compõem o campo efetivo da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert que discutimos no capítulo [2]. A estrutura de domínio é um resultado da minimização da energia livre de Gibbs e reflete um mínimo local ou absoluto de energia [146, 148]. Os termos de energia de troca (E_{tr}), a energia dipolar ou magnetostática (E_{ms}), e a energia anisotrópica (E_{ani}) estão sempre presentes. Já os termos de energia de Zeeman, e energia magnetoelástica e energia magnetoestrutiva, aqui não iremos tratar do dois últimos termos.

A.1 Energia de Troca

A interação de troca é a interação responsável pelo estabelecimento da ordem magnética nos materiais, ela é uma interação de curto alcance, ou seja, ela só tem magnitude considerável quando há superposição de funções de onda dos elétrons em questão. Para elétrons de átomos distintos, essa superposição só acontece entre átomos próximos (em geral, além dos primeiros vizinhos a interação já é pequena) [149]. A essa interação também é dado o nome de interação de troca “direta”.

Em uma abordagem semi-clássica, o hamiltoniano de Heisenberg pode ser simplificado se levarmos em conta o curto alcance da interação de troca, considerando, $\mathcal{J}_{ij} \neq 0$ apenas entre átomos vizinhos, e supusermos que \mathcal{J}_{ij} tem o mesmo valor para todos os pares de vizinhos $\mathcal{J}_{ij} = J$. Como também, o operador de spin é substituído

por um vetor clássico \vec{S}_i , onde seu valor é igual ao valor esperado de $\langle S_i \rangle$. Deste modo, o hamiltoniano de Heisenberg pode ser escrito na forma:

$$H = -2J \sum_{i \neq j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (\text{A.1})$$

onde θ é o ângulo entre os spins \vec{S}_i e \vec{S}_j , S é o mesmo para todo sítio i . Então, a expressão para a energia de troca (E_{tr}) é:

$$E_{tr} = -2JS^2 \sum_{\text{vizinhos}} \cos \theta_{ij} \quad (\text{A.2})$$

A somatória é realizada sobre todos os pares vizinhos. A condição de menor energia acontece quando $\theta = 0$ e de maior energia para $\theta = \pi$. Portanto, para $\theta \simeq 0$ podemos usar a aproximação de segunda ordem:

$$\cos \theta = 1 - \frac{\theta^2}{2} \quad (\text{A.3})$$

Logo, em torno de $\theta = 0$ a energia de troca fica:

$$E_{tr} = -2SJN_{\text{vizinho}} + JS^2 \sum_{\text{vizinho}} \theta_{ij}^2 \quad (\text{A.4})$$

onde o primeiro termo é constante e corresponde à situação em que todos os spins estão na mesma direção. Então, podemos reescrever a equação (A.4) na forma:

$$E_{tr} = -JS^2 \sum_{\text{vizinho}} \theta_{ij}^2. \quad (\text{A.5})$$

Outra forma bastante útil de expressar a interação de troca é fazer uma aproximação contínua, a chamada aproximação micromagnética. Nessa aproximação ignoramos o caráter discreto, onde os momentos magnéticos estão distribuídos nos sítios da rede cristalina e supomos que o material tem uma magnetização contínua

$\vec{M}(\vec{r})$, que tem módulo constante $\vec{M}(\vec{r}) = M_s$, e que só varia na direção; assim vamos, representar por:

$$\vec{m} = \frac{\vec{M}(\vec{r})}{M_s} \quad (\text{A.6})$$

Para pequenos θ_{ij} , $|\theta_{ij}| = |\vec{m}_i - \vec{m}_j|$, supomos que podemos introduzir uma função contínua \vec{m} , tal que \vec{m} é expandida em torno de \vec{r}_j , o vetor posição no sítio j, pode ser escrito na forma:

$$\vec{m}_j - \vec{m}_i = (\vec{r}_{ji} \cdot \nabla) \vec{m} \quad (\text{A.7})$$

Partindo dos desenvolvimentos que fizemos para o caso discreto, é possível chegar a uma expressão para a energia de troca na aproximação contínua na forma:

$$E_{tr} = JS((\vec{r}_j \cdot \vec{\nabla})\vec{m}) = A \int [(\vec{\nabla}m_x)^2 + (\vec{\nabla}m_y)^2 + (\vec{\nabla}m_z)^2] dV \quad (\text{A.8})$$

com $A = 2JS^2z/a$ é a rigidez de troca, ou simplesmente constante de troca, onde a é a distância entre os primeiros vizinhos. A rigidez de troca indica a intensidade da interação de troca. A energia de troca por unidade de volume é encontrada dividindo por $V = a^3$, no caso de estrutura cúbica simples. Neste caso, $\sum_j r_j^2 = 6a^2$, então temos:

$$\frac{E_{tr}}{V} = \frac{JS^2}{a} [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2] \quad (\text{A.9})$$

o coeficiente da E_{tr} é a constante de rigidez de troca A :

$$A = \frac{nJS^2}{a} \quad (\text{A.10})$$

O número n é igual a 1 para rede cúbica simples, 2 para rede cúbica de corpo centrada (ccc) e 4 para rede cúbica de face centrada (cfc) podemos reescrever a

(A.9) na forma:

$$\frac{E_{tr}}{V} = A(\nabla\vec{m})^2. \quad (\text{A.11})$$

No caso mais geral, para os materiais que não são cúbicos e isotrópicos, A é um tensor e a energia de troca é:

$$E_{tr} = \int \sum_{i,k,l} A_{kl} \frac{\partial m_i}{\partial x_k} \frac{\partial m_i}{\partial x_l} dV. \quad (\text{A.12})$$

De forma geral a principal idéia que deve ficar dessa seção é que nos materiais ferromagnéticos existe uma forte interação entre os spins vizinhos que mantém esses spins alinhados. A atuação da interação de troca é de curto alcance e se opõe às mudanças bruscas na orientação de momentos magnéticos vizinhos na equação (A.4), ou na imagem contínua, se opõe a gradientes de magnetização na equação (A.8).

A.2 Energia Dipolar ou Magnetoestática

A energia dipolar ou magnetoestática é originada pelo campo de desmagnetização H_d , este campo é gerado pela própria amostra [146], devido aos polos magnéticos não compensados na superfície do objeto ou à inhomogeneidade em \vec{M} na amostra. Das equações de Maxwell, temos:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{A.13})$$

onde \vec{B} é o campo aplicado, \vec{H} é o campo induzido e \vec{M} é a magnetização do sistema. Tomando a divergência da equação (A.13), sabemos que $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$, logo:

$$\vec{\nabla} \cdot [\mu_0(\vec{H} + \vec{M})] = 0 \quad (\text{A.14})$$

Sabemos que $\vec{H} = \vec{H}_0 - \vec{H}_d$, daí a equação (A.14) fica na forma:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}_d = \vec{\nabla} \cdot \vec{M}. \quad (\text{A.15})$$

A energia dipolar E_{ms} é dada pela magnetização e pelo campo desmagnetizante [1]:

$$E_{ms} = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_V \vec{H}_d \cdot \vec{M} dV \quad (\text{A.16})$$

A integral é calculada sobre o volume da amostra. Como calculamos o termo da auto energia duas vezes dividimos pelo fator 1/2 para corrigir o valor. Usando,

$$\int_{\text{todo espaço}} \vec{H}_d \cdot \vec{B} dV \equiv 0 \quad (\text{A.17})$$

para regiões onde não existem correntes e utilizando a definição de \vec{B} dada pela equação (A.13) e a equação (A.15), temos:

$$E_{ms} = \frac{1}{2}\mu_0 \int_{\text{todo espaço}} \vec{H}_d^2 dV \quad (\text{A.18})$$

as equações (A.16) e (A.18) são equivalentes. Deste modo, pode-se calcular a energia dipolar das amostras utilizando-se as duas formas, logo:

$$E_{ms} = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_V \vec{H}_d \cdot \vec{M} dV = \frac{1}{2}\mu_0 \int_{\text{todo espaço}} \vec{H}_d^2 dV. \quad (\text{A.19})$$

O campo de desmagnetização H_d é dado por:

$$\vec{H}_d = -N_d \vec{M} \quad (\text{A.20})$$

onde o N_d é o fator de desmagnetização, que depende da forma e da direção de

magnetização na amostra [37]. Tomemos o exemplo de um elipsóide uniformemente magnetizado. A intensidade do campo desmagnetizante \vec{H}_d é maior quando o elipsóide está magnetizado ao longo do eixo menor, pois há uma maior quantidade de polos magnéticos não compensados na superfície. Ao contrário, com a magnetização na direção do eixo maior \vec{H}_d é minimizado.

A.3 Energia de Anisotropia

O hamiltoniano de Heisenberg é completamente isotrópico e o nível de energia não depende da direção do espaço na qual o cristal está magnetizado [44]. Contudo, um material magnético com anisotropia a sua energia interna depende do sentido da sua magnetização espontânea com respeito aos eixos cristalográficos [37, 150]. Esta dependência resulta basicamente da interação spin órbita, sendo descrita pela energia de anisotropia. A anisotropia magnética pode ser proveniente de várias causas, tais como: de origem cristalina, devido à forma da amostra, à tensão no material, segregação atômica, etc [1].

Fenomenologicamente, a energia de anisotropia (E_{ani}), para um material com simetria uniaxial (hexagonal e tetragonal) pode ser descrita por uma expansão em série. A energia de anisotropia por unidade de volume pode ser escrita na forma:

$$E_{\text{ani}} = V (K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^4 \theta \cos 4\varphi) \quad (\text{A.21})$$

onde K_1 , K_2 e K_3 são constantes de anisotropia que apontam no sentido do eixo fácil. Em muitos casos é necessário considerar somente K_1 e K_2 , então vamos considerar apenas estes dois termos. Uma vez que a energia é apenas uma função do ângulo com o eixo fácil, ou seja, é invariante por rotação de 180° [1, 36]. Deste modo, a energia de anisotropia fica:

$$E_{\text{ani}} = V (K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta) \quad (\text{A.22})$$

A depender da magnitude das constantes de anisotropia K_1 e K_2 a amostra tem um eixo fácil ou plano fácil. Logo, K_1 possui valor positivo ($K_1 > 0$) a amostra tem um eixo fácil, porém, se K_1 for negativo ($K_1 < 0$) tem um plano fácil perpendicular ao eixo de anisotropia [1]. A constante de anisotropia tem dimensão de energia por volume E/V . Para valores intermediários, temos:

$$0 > \frac{K_1}{K_2} > 2,$$

e a direção fácil assume a forma de um cone relativo ao ângulo Θ dado por:

$$\text{sen}^2 \Theta = \frac{1}{2} \frac{K_1}{K_2}, \quad (\text{A.23})$$

sendo denominada de caso canônico [37].

Assim, diferentes interações nos materiais magnéticos podem contribuir para a anisotropia total. Porém, a densidade total de energia de anisotropia em casos simples pode ser escrita em termos de uma constante de anisotropia efetiva K_{efe} , logo a densidade total fica:

$$\frac{E_{\text{ani}}}{V} = K_{\text{efe}} \text{sen}^2 \theta \quad (\text{A.24})$$

onde o termo K_{efe} , tem influência da forma, da superfície, da rede cristalina, etc.

A.4 Energia de Zeeman

A energia associada a um corpo magnético na presença de um campo externo \vec{H} é chamada de energia de Zeeman. Esta energia será a causa do alinhamento paralelo da magnetização com o campo externo para minimizar a energia [151]. Para um campo uniforme externo essa energia depende apenas da média da magnetização e não da estrutura dos domínios ou forma da amostra [36].

O que Zeeman basicamente observou foi a interação do momento magnético

(dipolar ou spin) do material com o campo magnético aplicado. Onde o momento magnético pode ser angular ou spin, ou seja, pode ser clássico ou quântico. A expressão para essa interação pode ser obtida com a expansão em série de Taylor do campo magnético:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}(0) + \vec{r} \cdot \vec{H}(0) \quad (\text{A.25})$$

e substituindo na equação de força temos;

$$\vec{F} = \vec{H}(0) \times \int \vec{J}(\vec{r}') d^3r' + \int \vec{J}(\vec{r}') \times [(\vec{r}' \cdot \nabla) \vec{H}(0)] d^3r' + \dots \quad (\text{A.26})$$

onde J é a densidade de corrente, e o momento magnético é:

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2c} \int \vec{r} \times \vec{J}(\vec{r}) dv \quad (\text{A.27})$$

onde c é a velocidade da luz e por manipulação algébrica chegamos a:

$$\vec{F} = \mu_0 \nabla (\vec{\mu} \cdot \vec{H}) \quad (\text{A.28})$$

Como a força é o negativo do gradiente da energia potencial, temos que:

$$E_Z = -\mu_0 \vec{\mu} \cdot \vec{H} \quad (\text{A.29})$$

onde a configuração de mínimo de energia ocorre quando o momento \vec{m} e o campo \vec{B} estão paralelos e o máximo de energia quando estão anti-paralelos. A energia Zeeman para um sistema composto de N momentos é a soma de todos os termos:

$$E_Z = -\mu_0 \sum_{i=1}^N \vec{\mu}_i \cdot \vec{H}_i \quad (\text{A.30})$$

onde \vec{H}_i é o campo magnético ao qual cada momento magnético \vec{m}_i está exposto. Logo, escrevendo a equação (A.30) em termos das variáveis contínuas, temos:

$$\frac{E_Z}{V} = -\mu_0 M_S \vec{m} \cdot \vec{H}_{\text{ext}} \quad (\text{A.31})$$

Apêndice B

Artigos publicados durante a elaboração da Tese de Doutorado

Segue os artigos publicados em periódicos especializados com o conteúdo relativo presente na Tese de Doutorado para a obtenção do título de Doutor em Física.

Lista dos artigos publicados:

1. F. Garcia, H. Westfahl, J. Schoenmaker, E. J. Carvalho, A. D. Santos, M. Pojar, A. C. Seabra, R. Belkhou, A. Bendounan, E. R. P. Novais, and A. P. Guimarães; *Tailoring magnetic vortices in nanostructures*, Applied Physics Letters, **97**, 2, 022501 (2010).
2. E. R. P. Novais, P. Landeros, A. G. S. Barbosa, M. D. Martins, F. Garcia, and A. P. Guimarães; *Properties of magnetic nanodots with perpendicular anisotropy*, Journal of Applied Physics **110**, 5, 053917 (2011).
3. F. Garcia, J. P. Sinnecker, E. R. P. Novais and A. P. Guimarães; *Magnetic vortex echoes*, Journal of Applied Physics **112**, 11, 113911 (2012).
4. E. R. P. Novais, S. Allende, D. Altbir, P. Landeros, F. Garcia, and A. P. Guimarães; *Effect of perpendicular uniaxial anisotropy on the annihilation fields of magnetic vortices*, Journal of Applied Physics **114**, 153905 (2013).

Tailoring magnetic vortices in nanostructures

F. Garcia,^{1,a)} H. Westfahl,¹ J. Schoenmaker,¹ E. J. Carvalho,¹ A. D. Santos,² M. Pojar,³
A. C. Seabra,³ R. Belkhou,^{4,5} A. Bendounan,⁴ E. R. P. Novais,⁶ and
A. P. Guimarães⁶

¹Laboratório Nacional de Luz Síncrotron, Campinas, 13083-970 São Paulo, Brazil

²LMM, IFUSP, São Paulo, 05508-900 São Paulo, Brazil

³LSI-PSI, Poli-USP, São Paulo, 05508-900 São Paulo, Brazil

⁴Synchrotron SOLEIL, F-91192 Gif-sur-Yvette Cedex, France

⁵Elettra Synchrotron, 34149 Trieste, Italy

⁶CBPF, Rio de Janeiro, 22290-180 Rio de Janeiro, Brazil

(Received 5 March 2010; accepted 18 June 2010; published online 12 July 2010)

Tailoring the properties of magnetic vortices through the preparation of structured multilayers is discussed. The dependence of the vortex core radius r on the effective anisotropy is derived within a simple model, which agrees with our simulations. As the perpendicular anisotropy increases, r also increases until a perpendicular magnetization appears in the disk rim. Co/Pt multilayer disks were studied; x-ray microscopy confirms qualitatively the predicted behavior. This is a favorable system for implementing vortex-based spin-transfer nano-oscillator devices, with enhanced rf power resulting both from the increase in the core size and synchronization afforded by the coupling of the Co layers. © 2010 American Institute of Physics. [doi:10.1063/1.3462305]

In nanomagnetic samples the magnetic domain configuration depends on several parameters of the system such as size, shape, anisotropy, magnetic exchange stiffness, interface roughness, etc. A magnetic vortex often represents the lowest energy configuration,¹ being characterized by the following features: polarity (up or down direction of the vortex core) and circulation (clockwise or counterclockwise curling direction). Vortices have drawn great interest among researchers dealing with nanostructured materials.² Their technological applications are numerous, encompassing from devices such as vortex random access memories^{3,4} to bio-functionalized microdisks for cancer treatment.⁵ They also represent a key system to understand magnetism in reduced dimensions; e.g., a vortex-antivortex square lattice was proposed as a laboratory system for the study as an analog to the Bose-Einstein condensation.⁶

Another application is vortex-based spin transfer nano-oscillators (VSTNOs), used as microwave generator devices and suitable for device integration.⁷⁻⁹ Despite their great appeal, these devices generate low power and dissipate much heat. It was demonstrated experimentally,⁶ that the microwave power can be increased through phase-locking of closely spaced nano-oscillators. Still lacking is optimizing the synchronization of these devices. To face these challenges, a fine engineering of the vortex features and optimizing device geometry is highly desirable. Many efforts have been made in order to modify the vortex properties,¹⁰ however, properties such as vortex core size are hard to adjust and highly dependent on the magnetic anisotropies of the system.¹¹

In Co/Pt multilayer systems the effective magnetic anisotropy (K_{eff}) is sensitive to the interface contributions, and can be easily controlled from in-plane to out-of-plane by playing with the Co thickness [e.g., see Ref. 12]. Moreover, these systems have been shown to present TMR or GMR.^{9,13-15} In this letter, we propose Co/Pt multilayer engi-

neering to tailor the Co vortex properties by means of the interface contribution to K_{eff} ; we show how the vortex core magnetization and radius (r) can be tailored by controlling K_{eff} .

According to studies on single-layered structures, typically vortices cores have $r \sim 5$ nm. In the limit of small thickness ($t \rightarrow 0$), r can be expressed by¹⁶ $\sqrt{A/K_d}$, where A is the exchange stiffness and K_d is the magnetostatic energy density ($K_d = \mu_0 M_s^2 / 2$). The effective anisotropy K_{eff} in Co/Pt multilayers can be described by the following phenomenological expression:

$$K_{\text{eff}} = K_v - 2(K_s/t), \quad (1)$$

where t is the Co thickness, K_v and K_s are the volume and interface anisotropy, respectively. From Eq. (1), one sees that it is possible to vary K_{eff} of a multilayer, simply by varying t ; as K_{eff} crosses zero, there is a spin reorientation, from in-plane ($K_{\text{eff}} > 0$) to out-of-plane ($K_{\text{eff}} < 0$).¹²

Following Ref. 16, we used the ansatz for the core magnetization of a vortex, in cylindrical coordinates; $m_z = m_z(\rho) = \exp(-2\beta^2 \rho^2)$, where β is the variation parameter, corresponding to $1/2r$. We have considered no in-plane anisotropy, only perpendicular anisotropy energy, proportional to the perpendicular anisotropy constant K_z as follows:

$$E_z = -2\pi K_z t \int \rho d\rho m_z^2 = \pi K_z t \frac{[\exp(-4D^2\beta^2) - 1]}{4\beta^2}. \quad (2)$$

Minimizing the total energy, i.e., exchange, magnetostatic [Eqs. (5) and (8) of Refs. 16, respectively] and perpendicular anisotropy energy, we arrive at the following:

$$\frac{1}{\beta} = 2r = 2\sqrt{\frac{A}{K_d - K_z}}, \quad (3)$$

valid up to the limit r much smaller than the disk diameter D , i.e., $\beta D \gg 1$. Note that in this approximation r diverges for a sufficiently large anisotropy, and for $K_d < K_z$, there is no real solution.

^{a)}Electronic mail: fgarcia@lnls.br.

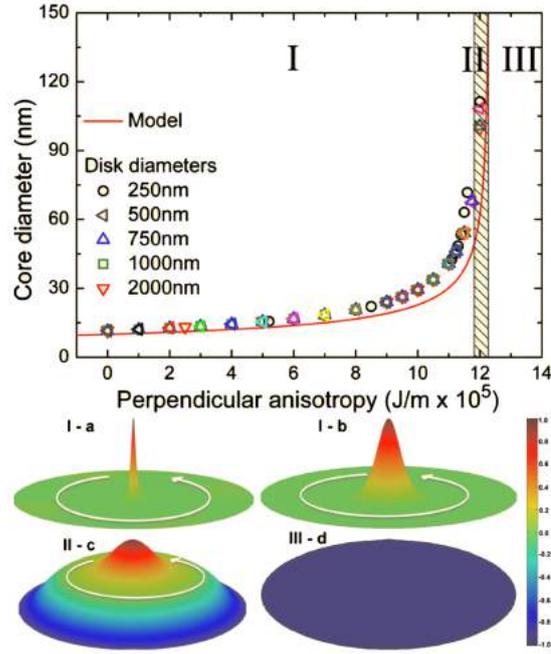


FIG. 1. (Color online) Simulated phase diagram of spin configuration of the Co/Pt multilayer disks as a function of perpendicular anisotropy and disk diameter. [a(i)] narrow core diameter ($K_z=0$). [b(i)] wide core diameter ($K_z=1.18 \times 10^5$ J/m³). [c(II)] annular spin structure ($K_z=1.2 \times 10^5$ J/m³). [d(III)] perpendicular single domain ($K_z > 1.2 \times 10^5$ J/m³).

Considering that K_d and K_z are, respectively, equivalent to the volume anisotropy K_v and the interface term $2K_s/t$ in Eq. (1), in our model r is a function of K_{eff} . Micromagnetic simulations (OOMMF code¹⁷) were performed to verify the model validity. We obtained the ground state configuration for 0.25, 0.5, 0.75, 1, and 2 μm diameter disks of a single Co layer as a function of the perpendicular anisotropy constant (K_z). The cell size was taken as $2 \times 2 \times 2$ nm³; $A=30 \times 10^{-12}$ J/m and $M_s=1400 \times 10^3$ A/m (the values used for bulk Co). Again, we have considered only the perpendicular term in the simulations; r was determined from a pseudo-Voigt function fit to $m_z(\rho)$ obtained from the simulation.

Our simulations (Fig. 1) show vortices when K_z is included, pointing to the possibility of obtaining vortices in Co/Pt multilayer disks. A more relevant conclusion is that r varies as a function of K_z , following the behavior predicted by our model [Eq. (3)]. A phase diagram (Fig. 1) displays core size versus K_z (and therefore Co thickness) for $D=250, 500, 750, 1000,$ and 2000 nm [Eq. (3) is also plotted]. A good agreement between the core diameters is obtained for the simulation and our model [Eq. (3)] for all disk diameters investigated. From this phase diagram, we can distinguish three regimes. For low values of K_z (region I, Fig. 1), we find an ordinary vortex structure with nearly the expected vortex core diameter (~ 10 nm) for a soft magnetic micrometric disk, i.e., for $K_z=0$ [I-a in Fig. 1]. In region I, we observe a monotonic increase in the diameter as a function of K_z , as predicted by the model. The increase in $2r$ is extended up to the limit of validity given by Eq. (3) [I-b of Fig. 1], followed by region II in the graph of Fig. 1. In region II, we observe that by augmenting the interface contribution, the spin con-

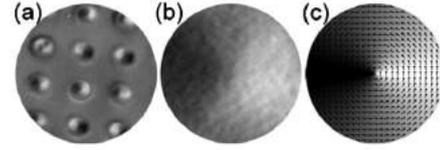


FIG. 2. (a) Image obtained by XMCD-PEEM of the $[\text{Co}_2/\text{Pt}_2] \times 6$ $1 \mu\text{m}$ disk array. (b) Detail of the disk highlighted by the red circle, presenting a typical vortex pattern. (c) OOMMF simulation of a disk with the same characteristic, showing a good agreement with (a).

figuration may present increasingly out-of-plane components. Besides the perpendicular magnetization of the vortex core, a perpendicular magnetization also appears at the rim of the disks [II-c in Fig. 1], forming a domain configuration of out-of-plane concentric rings. Although K_v is still larger than $2K_s/t$, the boundary conditions impose an out-of-plane K_{eff} . Region III: for $2K_s/t > K_v$, it gives rise to an out-of-plane single domain [region III and III-d of Fig. 1], and therefore the vortex is no longer observed.

Four samples, consisting of lithographed arrays of Co/Pt multilayered disks [$D=1$ and $2 \mu\text{m}$] deposited by sputtering on $\text{SiO}_2/\text{Si}(100)$ wafers, were produced. Their structure was $([\text{Co}_i/\text{Pt}_j]_6/\text{Pt}_6)$ with Co layer thickness $t=2.0, 1.6, 0.8,$ and 0.6 nm. Continuous films were also produced in the same sputtering runs. The magnetic properties and morphology of the samples were characterized by magnetometry, x-ray magnetic circular dichroism (XMCD) photoelectron emission microscopy (PEEM) and magnetic force microscopy.

The XMCD-PEEM measurements were performed at the Nanospectroscopy beamline at Elettra Synchrotron, Italy. The final pictures were obtained by averaging up to 250 images (taken at Co L_3 edge) originated from subtracting two images acquired with opposite (left/right) circular polarizations. This imaging technique contrasts the magnetization alignment relative to the x-ray beam direction. The experiment was carried out in grazing incidence setup (16°), therefore the images distinguish mostly the in-plane magnetization distribution, the black/white contrast referring to parallel/antiparallel relation between the magnetization components and the beam direction. However, the measurements are still sensitive to the perpendicular magnetization, due to the angle between the perpendicular magnetization and the x-ray beam.

Figure 2 shows images of the $[\text{Co}_2/\text{Pt}_2] \times 6$ multilayered disks, which presented the highest K_{eff} . For the 1 and 2 μm array, almost all disks have a single vortex structure. This is confirmed if we compare the experimental result of a particular disk size with the equivalent simulated one (Fig. 2). The realization of magnetic vortices in a multilayer system represents a great step toward better controlling the magnetic vortex properties and characteristics.

For the arrays with a smaller Co thickness $[\text{Co}_i/\text{Pt}_j] \times 6$ ($t=0.6$ and 0.8 nm), i.e., for $K_{\text{eff}} \sim 0$, the magnetic configurations do not seem to correspond to an usual vortex [XMCD-PEEM image in Fig. 3(a)]. In this case, it is observed a smaller bright/dark contrast close to the center. Our interpretation is that we have the same spin configuration of region II of the phase diagram [see II-c in Fig. 1], i.e., at the center M is pointing upwards, at the rim downwards and in-between there is a planar vortex. For comparison, Fig. 3(b) also presents the spin configuration of c(II) (Fig. 1), but

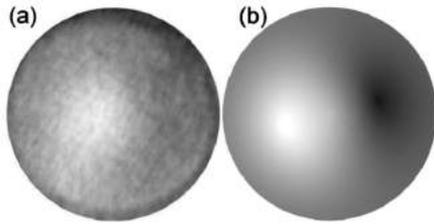


FIG. 3. (a) XMCD-PEEM image of $1 \mu\text{m}$ $[\text{Co}_{0.6}/\text{Pt}_{0.4}] \times 6$ disk. (b) simulated spin configuration of a disk of the same size (region II in the phase diagram of Fig. 1), showing a good agreement with (a).

in a pattern that mimics the PEEM contrast, showing a good agreement between the measurement and the simulation. In this case, the faint contrast is due to the 16° tilt angle between the plane of the sample and the x-rays direction.

Although the XMCD-PEEM technique is not well suited for assessing r , we could observe a behavior that corroborates our proposition. For the thicker Co layers, where it is expected a larger in-plane anisotropy, we obtained a vortex structure (Fig. 2). As we get closer to the spin reorientation transition condition, i.e., for thinner Co layers, we observed out-of-plane magnetization in concentric annular regions (Fig. 3). This agrees with the simulations, i.e., vortex structure and annular arrangement, corresponding to regions I and II (Fig. 1).

These results open up opportunities for optimizing VSTNOs devices.⁶ The magnetic dipole moment of the vortex core is proportional to its square radius (r); $\mu = \pi r^2 t M_s$. The synchronization of the gyrotropic motion of the cores in an array of vortices⁶ is dependent on the coupling between vortices through the antivortices, and therefore dependent on the dipolar and long-range exchange interactions between vortices and antivortices counter balanced by the restoring forces (Oersted field). Since both interactions depend on r , tailoring r is relevant for increasing the microwave power and for achieving phase locking in VSTNOs.

Maybe the most significant contribution of multilayer-based vortex systems would be the establishment of an alternative architecture for the VSTNOs, i.e., a vertical vortices stacking, possibly solving the problems of synchronization and power. This vortices stacking device is naturally phase-locked, since it is well-known that the Co layers are coupled,¹⁸ and therefore the power generated will be amplified relative to an individual vortex. Hence, we would have a

synchronized set of vortices in a very compact device.

In conclusion, tailoring magnetic vortex core diameters as well as other properties of magnetic disks is proposed by adjusting the interface energy contribution in Co/Pt multilayered structured system. The proposal is supported by a model and by micromagnetic simulations which present consistent results. Theory and simulation are also presented in the form of a phase diagram defining three regions with distinct domain structure. We demonstrated experimentally vortex formation on Co/Pt multilayered disks. We also verified that vortex nucleation is affected by the interface contribution, consistently with the model. Finally, we proposed and demonstrated a strategy to engineer magnetic vortex properties to suit technological application demands.

We thank FAPESP, CNPq, FAPERJ, LNLS, and Elettra for financial support.

- ¹A. P. Guimarães, *Principles of Nanomagnetism* (Springer, Berlin, 2009).
- ²C. L. Chien, F. Q. Zhu, and J.-G. Zhu, *Phys. Today* **60**(6), 40 (2007).
- ³S.-K. Kim, K.-S. Lee, Y.-S. Yu, and Y.-S. Choi, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022509 (2008).
- ⁴S. Bohlens, B. Krüger, A. Drews, M. Bolte, G. Meier, and D. Pfannkuche, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 142508 (2008).
- ⁵D.-H. Kim, E. A. Rozhkova, I. V. Ulasov, S. D. Bader, T. Rajh, M. S. Lesniak, and V. Novosad, *Nature Mater.* **9**, 165 (2010).
- ⁶A. Ruotolo, V. Cros, B. Georges, A. Dussaux, J. Grollier, C. Deranlot, R. Guillemet, K. Bouzehouane, S. Fusil, and A. Fert, *Nat. Nanotechnol.* **4**, 528 (2009).
- ⁷D. V. Berkov and N. L. Gorn, *Phys. Rev. B* **80**, 064409 (2009).
- ⁸R. Lehdorff, D. E. Bürgler, S. Gliga, R. Hertel, P. Grünberg, C. M. Schneider, and Z. Celinski, *Phys. Rev. B* **80**, 054412 (2009).
- ⁹D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaet, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J.-P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cyrille, O. Redon, and B. Dieny, *Nature Mater.* **6**, 447 (2007).
- ¹⁰M. M. Soares, E. De Biasi, L. N. Coelho, M. C. dos Santos, F. S. de Menezes, M. Knobel, L. C. Sampaio, and F. Garcia, *Phys. Rev. B* **77**, 224405 (2008).
- ¹¹T. S. Machado, T. G. Rapoport, and L. C. Sampaio, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 112507 (2008).
- ¹²M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder, and J. J. de Vries, *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1409 (1996).
- ¹³F. Garcia, F. Fretar, S. Auffret, B. Rodmacq, and B. Dieny, *J. Appl. Phys.* **93**, 8397 (2003).
- ¹⁴B. G. Park, J. Wunderlich, D. A. Williams, S. J. Joo, K. Y. Jung, K. H. Shin, K. Olejnik, A. B. Shick, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 087204 (2008).
- ¹⁵J.-H. Park, M. T. Moneck, C. Park, and J.-G. Zhu, *J. Appl. Phys.* **105**, 07D129 (2009).
- ¹⁶P.-O. Jubert and R. Allenspach, *Phys. Rev. B* **70**, 144402 (2004).
- ¹⁷M. J. Donahue and D. G. Porter, <http://math.nist.gov/oommf/>.
- ¹⁸J. Moritz, F. Garcia, J. C. Toussaint, B. Dieny, and J. P. Nozières, *Europhys. Lett.* **65**, 123 (2004).

Properties of magnetic nanodots with perpendicular anisotropyE. R. P. Novais,¹ P. Landeros,² A. G. S. Barbosa,³ M. D. Martins,³ F. Garcia,⁴ and A. P. Guimarães¹¹*Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 22290-180 Rio de Janeiro, RJ, Brazil*²*Departamento de Física, Universidad Técnica Federico Santa María, Avenida España 1680, Valparaíso, Chile*³*Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear, 31270-901 Belo Horizonte, MG, Brazil*⁴*Laboratório Nacional de Luz Síncrotron, 13083-970 Campinas, SP, Brazil*

(Received 31 May 2011; accepted 26 July 2011; published online 15 September 2011)

Nanodots with magnetic vortices have many potential applications, such as magnetic memories and spin-transfer nano-oscillators. Adding a perpendicular anisotropy term to the magnetic energy of the nanodot, it becomes possible to tune the vortex core properties. This can be obtained, e.g., in Co nanodots by varying the thickness of the Co layer in a Co/Pt stack. Here we discuss the spin configuration of circular and elliptical nanodots for different perpendicular anisotropies; we show for nanodisks that micromagnetic simulations and analytical results agree. Increasing the perpendicular anisotropy, the vortex core radii increase, the phase diagrams are modified, and other configurations appear; the knowledge of these phase diagrams is relevant for the choice of optimum nanodot dimensions for applications. MFM measurements on Co/Pt multilayers confirm the trend of the vortex core diameters with varying Co layer thicknesses. © 2011 American Institute of Physics. [doi:10.1063/1.3631081]

I. INTRODUCTION

Nanoscale and mesoscale magnetic structures have attracted the interest of many workers in recent years in view of their very interesting physical properties and for their potential applications. Quasi-two-dimensional magnetic nanodots made of soft magnetic materials, such as permalloy, may present, for their lowest energy state, several magnetic configurations: (i) quasi-uniform in-plane (IP) state, (ii) quasi-uniform out-of-plane (OP) state, and (iii) magnetic vortices or swirls.¹

Magnetic vortices are structures where the magnetic moments are tangential to concentric circles. The center of the vortex has a singularity (the vortex core) where the magnetization points out of the plane, with a radius, in the thin dot limit,² of the order of the exchange length of the material $l_{ex} = (2A/\mu_0 M_s^2)^{1/2}$, where A is the exchange stiffness constant and M_s is the saturation magnetization.^{3,4} With the parameters used in the present work, for permalloy $l_{ex} = 5.3$ nm and for cobalt, $l_{ex} = 4.93$ nm.

Magnetic vortices have been observed by many experimental techniques, such as magnetic force microscopy,⁵ X-ray microscopy,⁶ or inferred from hysteresis curves;⁷ they also result from theoretical modeling.^{8–13}

The proposed applications of magnetic nanodots include their use in patterned magnetic recording media,¹⁴ as elements in magneto-resistance RAMs (MRAMs),^{15,16} spin-transfer nano-oscillators (STNOs) (Refs. 17–19), and nanoscopic agents for cancer treatment.²⁰

The different magnetic configurations and, consequently, the large variation in the magnetic properties observed in nanodots as a function of dimensions, underline the interest in the study of diagrams (phase diagrams) mapping the parameter space where a given magnetic behavior is to be expected.

Experimental studies have been used to obtain the phase diagram for magnetic disks. Ross *et al.*²¹ derived the phases

from hysteresis curves, and Chung *et al.*²² from SEM with polarization analysis measurements. Metlov and Guslienko²³ obtained a phase diagram with regions of IP magnetization, perpendicular magnetization, and vortex structure; the equilibrium magnetic configuration obtained by micromagnetic simulation showed general agreement with this diagram.^{9,22} Another simulation study, this time using a scaling approach, was made for circular and elliptical nanodots.²⁴ They have found in the phase diagram for ellipses a double vortex arrangement for dots with semiaxis a larger than 150 nm. However, their simulations were made for core-free ellipses, a choice that might displace the phase boundaries by a significant amount (35%).

We have recently shown, theoretically and experimentally,²⁵ that by using Co/Pt multilayers it is possible to tailor the vortex core diameter by playing with the perpendicular anisotropy originated at the Co–Pt interface. When one increases the perpendicular anisotropy acting on a magnetic nanodot, e.g., reducing the Co layer thickness, the vortex core diameter increases, and eventually another vortex state appears, which is characterized by an out-of-plane magnetization component at the dot rim. The increase in perpendicular anisotropy has an effect that is equivalent to an increase in nanodot height h .

The main goal of the present work is to study how the phase diagram of magnetic nanodots is modified by the presence of perpendicular anisotropy (K_z). However, we have first obtained the phase diagram for nanodots with $K_z = 0$, with circular and elliptical shapes. This has been done for two main reasons: first, to illustrate and validate our methodology, which will be used in sequence in this paper; and, second, to verify the effect of the magnetostatic energy (responsible for shape anisotropy) on the ground-state magnetic arrangement.

We have obtained phase diagrams by micromagnetic simulation and analytically, and they are in agreement. We

ave also indicated experimentally, using MFM, that the vortex core diameter shows the same trend as predicted by the theory. The paper is organized as follows: in Section II, we discuss magnetic configurations of the disks, which include micromagnetic simulations, analytical description, and experimental results. In Section III, we present the results for the ellipses obtained from micromagnetic simulation. In Section IV, we present a brief discussion, a summary of the main results with the conclusions.

I. RESULTS FOR DISKS

A. Disks: Micromagnetic simulations

For the simulations, we used the OOMMF package (free software available from NIST at <http://math.nist.gov/oommf>), using the parameters for bulk permalloy, to allow a comparison with the literature (exchange stiffness constant $A = 1.3 \times 10^{-11}$ J/m, saturation magnetization $M_s = 860 \times 10^3$ A/m). We have neglected the IP anisotropy; however, we have also simulated magnetic systems exhibiting a perpendicular anisotropy. An application of such simulations is the description of the behavior of the Co/Pt multilayers. To make the present results of more general use, they have been given in terms of normalized parameters, using the exchange length l_{ex} .

For some dimensions of the nanodots, the simulation may converge to a configuration that does not correspond to the absolute energy minimum. Therefore, the simulations made with parameters near the boundary regions between different configurations had to be made by initially imposing different magnetic configurations, and after the convergence, comparing the resulting energies to determine the spin arrangement corresponding to the absolute energy minimum. The boundaries between the different phases were obtained from the intersection of the curves of total energy for the different states.²⁶

Effects of discretization are inherent in the methodology used here (see Ref. 10). For this reason, we have studied the effect of the cell size (for most of our simulations $5 \times 5 \times 5$ nm³). We have found that the position of the boundaries of our phase diagrams change very little for different cell sizes; these effects are even less important for the configuration with perpendicular magnetization.

The phase diagram for magnetic nanodisks obtained from the computed energies for the different magnetization configurations and for different perpendicular anisotropy values (K_z) is shown in Fig. 1. For $K_z = 0$ the phase diagram agrees with those of Refs. 8–13, 21, 23, 24. It shows three regions, depending on the aspect ratio of the disks. The corresponding magnetic configurations are shown in Fig. 2. For very thin disks, for a wide range of disk radii, the shape anisotropy favors a quasi-uniform IP state. On the other hand, for thicker disks and approximately $r < 4l_{ex}$, a quasi-uniform OP state is observed, which is easy to understand, because in this region nanodots cannot be taken as approximately 2D disks. Finally, for $r > 4l_{ex}$ and $h > 4l_{ex}$ we observe different magnetic vortex states as the ground states. One should note that, in the vortex state region in the graph, the magnetization shows an increasing OP component as the disk thickness increases; this can be seen in Fig. 2(e). Note that the vortex

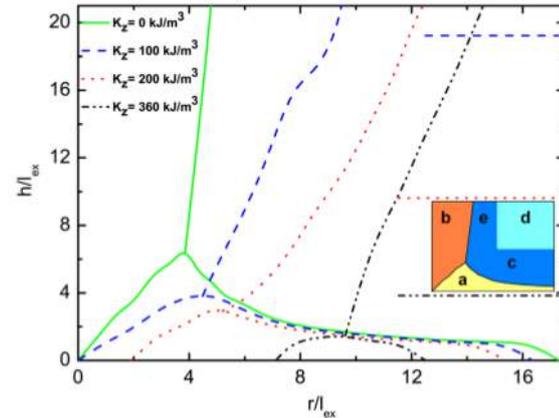


FIG. 1. (Color online) Phase diagrams for circular nanodots as a function of reduced height h/l_{ex} and reduced radius r/l_{ex} , drawn from the minimum energy computed with micromagnetic simulation for different values of the perpendicular anisotropy: $K_z = 0$, 100×10^3 J/m³, 200×10^3 J/m³, and 360×10^3 J/m³. The different magnetic configurations are labeled in the inset showing the $K_z = 0$ phase diagram: a, single domain parallel to the plane; b, single domain perpendicular to the plane; c, vortex; d, configuration given by Fig. 2(d); e, vortex with perpendicular component [Fig. 2(e)].

core diameter varies along the length of the cylinder, reaching a maximum at half the height. Also, we observe the formation of a “mixed” state (e in Fig. 1), where the magnetization shows vortex domains at the dot ends, and OP magnetization near half height. An axial section of a nanodisk with larger h [Fig. 2(e)] shows that the vortex acquires a perpendicular magnetization component.

When we include a perpendicular anisotropy term, the phase diagram of the disks is modified, as can be seen in Fig. 1. As expected, the region corresponding to magnetization perpendicular to the plane (see region b in Fig. 1) is increased as K_z is increased, displacing to larger radii the

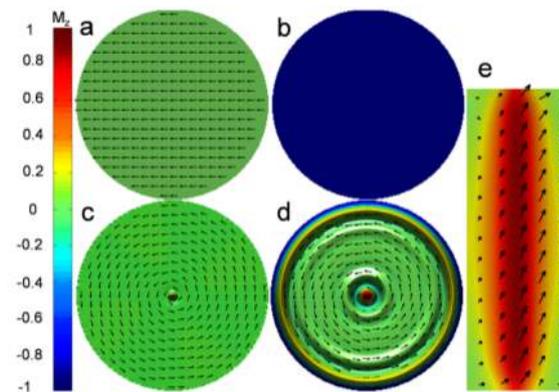


FIG. 2. (Color online) Magnetization configurations for nanodisks: (a) quasi-uniform IP magnetization; (b) quasi-uniform perpendicular magnetization; (c) magnetic vortex; (d) disk with parameters in the region above the red continuous line (or the blue dotted line) in Fig. 3 ($d = 400$ nm and anisotropy $K_z = 375 \times 10^3$ J/m³); (e) lateral view showing the longitudinal section of an elongated nanodisk as found in the region of the phase diagram where the vortex acquires a perpendicular magnetization component (e in Fig. 1).

boundary line between the quasi-uniform perpendicular magnetization state and the vortex state. Furthermore, the region for IP magnetization (see region a in Fig. 1) is reduced. In the case of the simulation with the highest perpendicular anisotropy shown in the figure ($K_z = 360 \times 10^3 \text{ J/m}^3$), the IP magnetization region is limited to a narrow range between 7 and 12 l_{ex} , for very thin disks. The tendency of an OP magnetization in the vortex region is not observed in the cases of nonzero perpendicular anisotropy. For higher anisotropies, another more complex configuration appears with an OP magnetization at the disk rim (see region d in Fig. 1), as observed experimentally in Ref. 25.

Increasing the perpendicular anisotropy increases the vortex core radius, and eventually leads to a more complex spin structure, with the magnetization at the disk rim pointing down [Fig. 2(d)]. Further increase in the perpendicular anisotropy leads to a uniform perpendicular magnetization, as shown in Fig. 2(b).

The dependence of the magnetic structure of the disks with the value of the perpendicular anisotropy is exhibited in Fig. 3. Here we have fixed the thickness of the nanodot (10 nm) and obtained the magnetic phase diagram in the plane of perpendicular anisotropy versus reduced radius of the dot derived both by micromagnetic simulation (continuous line), and obtained analytically (dotted line). The agreement between the two methods is very good.

B. Disks: Analytical method

To describe the configurations of magnetic nanodisks, we have developed a simple model for the magnetic vortex state with OP magnetization at the dot rim. We take into account volume (K_v) and perpendicular anisotropy (K_z), as well as dipolar and exchange energy contributions.

The energy of the magnetic states with IP and OP uniform magnetization can be written as^{10,13}:

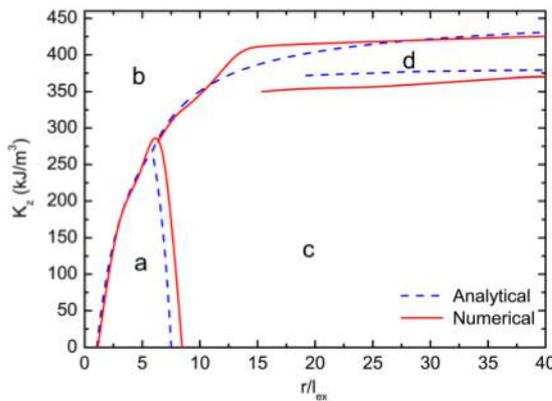


FIG. 3. (Color online) Phase diagram for a 10-nm-thick magnetic disk, as a function of the perpendicular anisotropy K_z and reduced radius r/l_{ex} for micromagnetic simulation (continuous line) and analytical computation (dotted line). The spin configurations are: a, single domain parallel to the plane; b, single domain perpendicular to the plane; c, vortex; and d, configuration given by Fig. 2(d). The lines on the right-hand side (continuous = simulation, dotted = analytic) limit the region above, where the spin structure is given by d.

$$E^{IP} = \frac{\mu_0 M_s^2}{4} \pi r^2 h [1 - N_z(r, h)], \quad (1)$$

$$E^{OP} = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} \pi r^2 h \left[N_z(r, h) + \frac{2(K_v - K_z)}{\mu_0 M_s^2} \right], \quad (2)$$

where N_z is the demagnetizing factor.¹³

N_z is given by:¹⁰

$$N_z = 1 + \frac{8r}{3\pi h} - F_{21} \left[-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 2, \frac{-4r^2}{h^2} \right], \quad (3)$$

where $F_{21}(a, b, c, x)$ is the hypergeometric function.

The vortex states can be generally described in terms of the magnetization $M_z(\rho) = M_s m_z(\rho)$, and it can be shown¹⁰ that the relevant energy terms can be written as

$$E_d = \pi \mu_0 M_s^2 \int_0^\infty dq \left(\int_0^r \rho J_0(q\rho) m_z(\rho) d\rho \right)^2 (1 - e^{-qh}), \quad (4)$$

$$E_{ex} = 2\pi A h \int_0^r \left[\frac{1 - m_z^2(\rho)}{\rho^2} + \frac{1}{1 - m_z^2(\rho)} \left(\frac{\partial m_z(\rho)}{\partial \rho} \right)^2 \right] \rho d\rho, \quad (5)$$

$$E_K = 2\pi h (K_v - K_z) \int_0^r m_z^2(\rho) \rho d\rho, \quad (6)$$

where $J_0(x)$ are Bessel functions. For the vortex states we consider the following ansatz:

$$m_z(\rho) = \begin{cases} (1 - \rho^2/b^2)^4, & 0 < \rho < b \\ 0, & b < \rho < r - c \\ -g(1 - (r - \rho)^2/c^2)^4, & r - c < \rho < r \end{cases} \quad (7)$$

where b is a parameter related to the core radius,¹³ c is related to the size of the OP magnetization at the rim of the dot, and $g(0 < g < 1)$ is used to describe the magnetization at the rim; for a usual vortex $g = 0$. With the above magnetization, we perform a numerical evaluation of the total energy with minimization of the adjustable parameters b , c , and g .

This theoretical description has allowed the determination of the phase diagram as a function of perpendicular anisotropy, as well as the boundaries of the region of the diagram where the magnetic nanodisks exhibit perpendicular magnetization at the rim (Fig. 3).

The vortex core radius (r_c) can be defined as the value at which $m_z = 0.5$, and then $r_c = (1 - 2^{-1/4})b$, where b is obtained by minimization of the energy. Using the magnetic parameters²⁵ for bulk Co (the exchange length is $l_{ex} = 4.93$ nm), we obtain the core size in the presence of perpendicular anisotropy, as shown in Fig. 4, in good agreement with Fig. 1 of Garcia *et al.*²⁵

C. Disks: Experimental

The samples were produced by magnetron sputtering deposition, by means of e-beam lithography on SiO₂/Si(100) wafers. The samples presented the same layer structure ([Co_{*n*}/Pt₂]_{*n*}/Pt₆) and were distinguished by the Co layer thickness ($h = 0.6, 0.8, 1.6, \text{ and } 2.0$ nm) in the stack. We

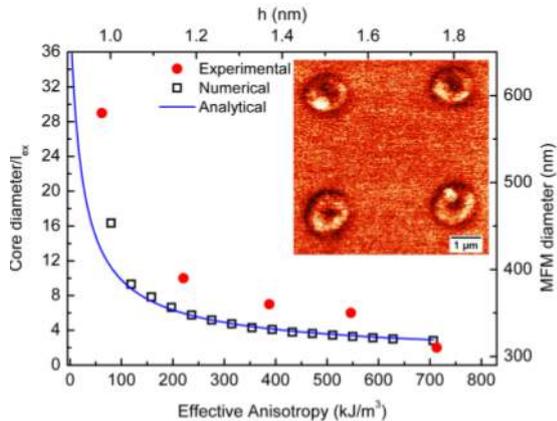


FIG. 4. (Color online) Dependence of the magnetic vortex core diameter with the perpendicular anisotropy. The squares are computed with micromagnetic simulation including K_z ; the circles are experimental values obtained by MFM (right-hand scale) of Co/Pt disks and the continuous line is obtained with the analytical model. Inset: MFM image of 1- μ m-diameter Co/Pt nanodisks showing the vortex cores.

have chosen these thicknesses regarding a perpendicular to IP magnetic anisotropy transition observed when h is increased from 0.4 to 0.8 nm. Each sample contained arrays of 1- μ m- and 2- μ m-diameter disks. For better comprehension of the results, a continuous film sample was produced along with each of the structured samples by placing a resist-free wafer on the side of the lithographed sample in the sputtering chamber. The quality of the lithography and deposition process has been verified by field emission gun scanning electron microscopy, Dektak profilometry, and Rutherford Backscattering Spectroscopy.

For the MFM measurements, we used an NTEGRA Aura MFM scanning probe microscope (NT-MDT Co.) with a commercial MFM tip (NSG01 type, CoCr magnetic coating, NT-MDT Co.) magnetized along the tip axis in the field of a permanent magnet. The MFM images were acquired in the tapping mode at room temperature. To avoid instrumental artifacts in the determination of vortex core size from the MFM image, we kept the lift height constant for all the measured samples. Although MFM is not the most suitable technique to determine quantitatively the vortex core diameter, we expected to obtain the trend of the vortex diameter with the thickness of the Co layer (Fig. 4).

We have determined experimentally the trend toward increasing vortex core diameter in the Co/Pt multilayers, as the perpendicular anisotropy acting on the nanodots is increased. The MFM measurements made on the Co disks to study this effect, however, do not allow the accurate determination of the vortex core diameter. They only allow the observation of this increasing trend, as shown in Fig. 4. In the figure, the vortex core diameters are plotted as a function of Co layer thickness or effective anisotropy ($K_{eff} = K_v - K_z$); in the analytical curve $K_v = 0$. Figure 4 also shows the vortex core diameters obtained analytically and shows their agreement with the micromagnetic simulation results.

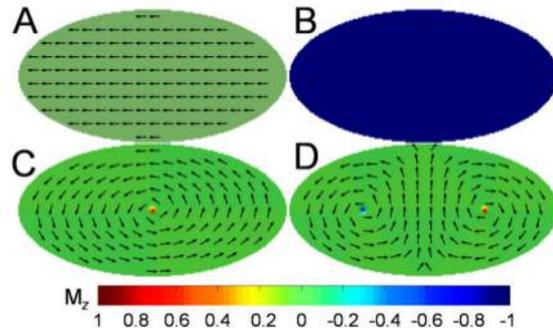


FIG. 5. (Color online) Magnetic configurations of elliptical nanodots that appear in the phase diagram of Fig. 6: (A) IP quasi-uniform magnetization; (B) OP quasi-uniform magnetization; (C) single vortex configuration; (D) double vortex configuration.

III. RESULTS FOR ELLIPSES

A. Ellipses: Micromagnetic simulations

Following the same methodology, we have also obtained the equilibrium states (see Fig. 5) and the phase diagram (see Fig. 6) of elliptical nanodots with $K_z = 0$; we have simulated ellipses where the major semiaxis (a) is twice the minor one (b), i.e., the ellipses in every case have $a/b = 2$. As we can see from Fig. 6, the diagram is richer than that of the disks. The first observation is that the vortex state only occurs for dimensions that are larger than in the case of the disks, i.e., for approximately $a > 10l_{ex}$. This is so because the eccentricity introduces an uniaxial shape anisotropy along the major axis, which favors a quasi-uniform IP magnetization.

Another state observed is the region in the figure that corresponds to one lateral vortex; this also appears in some simulations for cylinders,²⁷ and had not been observed for ellipses. A very interesting phase of this diagram occurs for

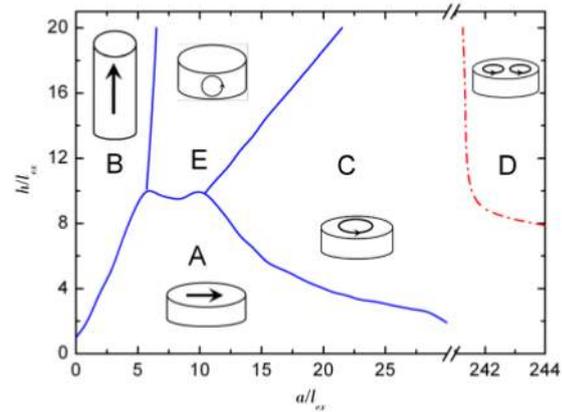


FIG. 6. (Color online) Phase diagram for elliptical nanodots without perpendicular anisotropy ($K_z = 0$), as a function of reduced height h/l_{ex} and reduced semiaxis a/l_{ex} , drawn from the minimum energy computed with micromagnetic simulation. The letters correspond to regions with different spin configurations: (A) IP quasi-uniform magnetization; (B) perpendicular quasi-uniform magnetization; (C) IP vortex; (D) double IP vortex; (E) lateral vortex. The ellipses in every case have semiaxes in the ratio $a/b = 2$ (see Fig. 5).

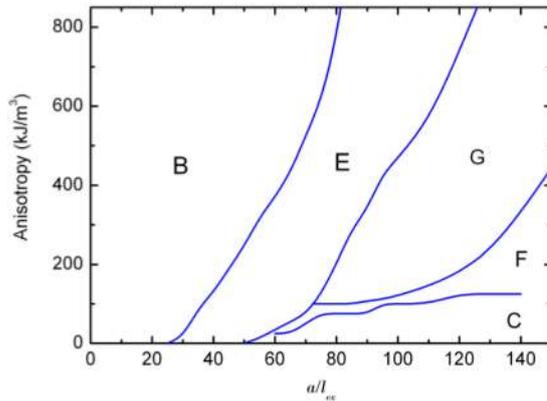


FIG. 7. (Color online) Phase diagram for elliptical dots with thickness $h = 50$ nm: diagram of perpendicular anisotropy K_z vs reduced major semiaxis a/l_{ex} . The letters correspond to regions with different spin configurations: (B) perpendicular quasi-uniform magnetization; (C) IP vortex; (E) lateral vortex; (F) modified IP vortex; and (G) double lateral vortex (see Fig. 8).

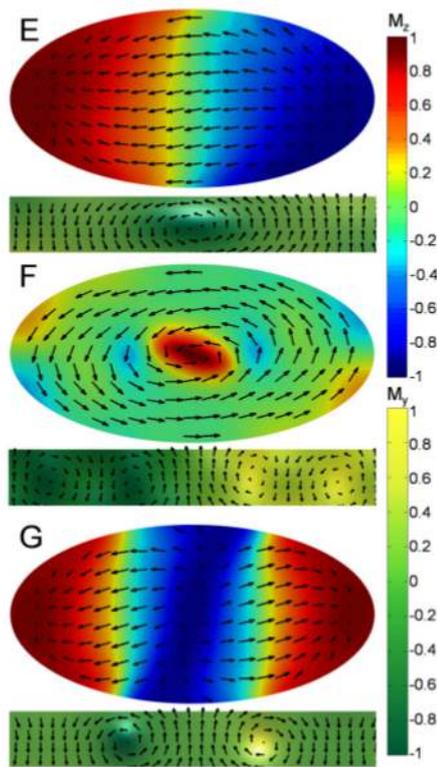


FIG. 8. (Color online) Magnetic configurations of elliptical nanodots, showing the plane of the dots and the cross sections with lateral vortices: (E) “two-domain” configuration with single lateral vortex; (F) modified IP vortex; (G) “three domain” configuration with two lateral vortices of opposite polarization. Configuration (E) occurs in the phase diagram for $K_z = 0$ (Fig. 6), and configurations (F) and (G) appear in the phase diagram with perpendicular anisotropy, on the plane $K_z \times a$.

$a > 240l_{ex}$ and $h > 8l_{ex}$, where two vortices appear. This configuration has been observed experimentally by several authors, e.g., see Refs. 28–31.

The phase diagram for the elliptic nanodots is also modified by the presence of perpendicular anisotropy. Its effect is illustrated in Fig. 7, which shows the phase diagram for the spin configurations obtained by micromagnetic simulation for ellipses with thickness of 50 nm, as a function of the major semiaxis a , for different values of the perpendicular anisotropy. This diagram is more complex than that obtained for the disks with perpendicular anisotropy (Fig. 3). The letters in Figs. 5, 6, 7 and 8 correspond to the spin configurations: A, IP magnetization [Fig. 5(A)]; B, perpendicular magnetization [Fig. 5(B)]; C, IP vortex [Fig. 5(C)]; D, double IP vortex [Fig. 5(D)]; and types of lateral vortices (Figs. 8(D)–(G)). Some lateral vortex configurations also shown in the elliptic nanodot cross-section are illustrated in Fig. 8. They are Fig. 8(E), “two-domain” OP structure with one lateral vortex, Fig. 8(F), modified IP vortex, and Fig. 8(G), “three-domain” OP structure with two lateral vortices of opposite polarization. The lateral vortices in Figs. 8(E) and 8(G) occur between two domains. Note that the contrast color of the top view of the ellipses is in the z axis (perpendicular to the plane) and the cross-section is shown with contrast in the y axis, to make the vortex structures more visible. Note also that although the ellipses in Fig. 8 are shown in the same size, they correspond to different semiaxes and anisotropies in the phase diagram of Fig. 7.

IV. CONCLUSIONS

There are several ways of playing with the magnetic configurations of nanodots; the most obvious ones are to change their shape, for example, from circular to elliptical, or to vary their dimensions. In this work, we have explored a different way of accomplishing this: the introduction of a perpendicular anisotropy term. We have observed that this leads to important modifications in the phase diagrams for these nanostructures, as demonstrated through results obtained by micromagnetic simulation and analytical formulation. MFM measurements confirmed the trend of increasing vortex core diameter with increasing perpendicular anisotropy.

In this work, we have studied the different magnetic configurations of circular and elliptical nanodots, presenting them using $h \times r$ phase diagrams obtained using micromagnetic simulation. In the case of circular nanodots, a phase diagram was also obtained using an analytical method that agrees with the micromagnetic simulation. Measurements using the MFM technique show the same qualitative behavior in the dependence of the vortex core diameter with perpendicular magnetic anisotropy. The phase diagrams are also drawn for nanodots presenting a perpendicular anisotropy term, and exhibit important differences from the $K_z = 0$ case: the region of the diagram corresponding to a magnetization perpendicular to the plane increases, the region of M parallel to the plane is reduced, and more complex spin arrangements appear.

The results presented here on the elliptical nanodots reveal the complexity of their magnetic behavior. In the range of ellipse sizes studied, several configurations appear:

IP and OP quasi-uniform states, one- and two-vortex states, as well as configurations with lateral vortices. The latter structures obtained with the perpendicular anisotropy term are more complex and had not been investigated before; their detailed properties remain to be studied.

Investigations that allow the mapping of these different magnetic configurations are useful in designing experiments to study the basic properties of these novel magnetic structures, or tailoring them for technological applications, such as magnetic RAMs.

- ¹A. P. Guimarães, *Principles of Nanomagnetism* (Springer, Berlin, 2009).
- ²A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures* (Springer, Berlin, 1999).
- ³C. L. Chien, Frank Q. Zhu, and Jian-Gang Zhu, *Phys. Today* **60**, 40 (2007).
- ⁴K. Y. Guslienko, K.-S. Lee, and S.-K. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 027203 (2008).
- ⁵T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, *Science* **289**, 930 (2000).
- ⁶S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stohr, and H. A. Padmore, *Science* **304**, 420 (2004).
- ⁷R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, and D. M. Tricker, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042 (1999).
- ⁸J. d'Albuquerque e Castro, D. Altbir, J. C. Retamal, and P. Vargas, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 237202 (2002).
- ⁹W. Scholz, K. Yu. Guslienko, V. Novosad, D. Suess, T. Schreff, R. W. Chantrell, and J. Fidler, *J. Magn. Magn. Mater.* **266**, 155 (2003).
- ¹⁰P.-O. Jubert and R. Allenspach, *Phys. Rev. B* **70**, 144402 (2004).
- ¹¹P. Landeros, J. Escrig, D. Altbir, D. Laroze, J. d'Albuquerque e Castro, and P. Vargas, *Phys. Rev. B* **71**, 094435 (2005).
- ¹²V. P. Kravchuk, D. D. Sheka, and Y. B. Gaididei, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 116 (2007).
- ¹³P. Landeros, J. Escrig, and D. Altbir, "Vortex structures in cylindrical magnetic nanoparticles," in *Electromagnetic, Magnetostatic, and Exchange-Interaction Vortices in Confined Magnetic Structure*, edited by E. O. Kameetski (Research Signpost, Kerala, 2008), pp. 237–260.
- ¹⁴T. Thomson, L. Abelman, H. Groenland, "Magnetic storage: Past, present and future," in *Magnetic Nanostructures in Modern Technology*, edited by B. Azzarboni, G. Asti, L. Pareti, and M. Ghidini (Springer, Dordrecht, 2008), pp. 237–306.
- ¹⁵S. K. Kim, K. S. Lee, Y. S. Yu, and Y. S. Choi, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022509 (2008).
- ¹⁶S. Bohlens, B. Krüger, A. Drews, M. Bolte, G. Meier, and D. Pfannkuche, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 142508 (2008).
- ¹⁷D. V. Berkov and N. L. Gorn, *Phys. Rev. B* **80**, 064409 (2009).
- ¹⁸R. Lehndorff, D. E. Bürgler, S. Gliga, R. Hertel, P. Grünberg, C. M. Schneider, and Z. Celinski, *Phys. Rev. B* **80**, 054412 (2009).
- ¹⁹D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaet, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J.-P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cyrille, O. Redon, and B. Dieny, *Nature Mater.* **6**, 447 (2007).
- ²⁰D.-H. Kim, E. A. Rozhkova, I. V. Ulasov, S. D. Bader, T. Rajh, M. S. Lesniak, and V. Novosad, *Nature Mater.* **9**, 165 (2010).
- ²¹C. A. Ross, M. Hwang, M. Shima, J. Y. Cheng, M. Farhoud, T. A. Savas, Henry I. Smith, W. Schwarzacher, F. M. Ross, M. Redjail, and F. B. Humphrey, *Phys. Rev. B* **65**, 144417 (2002).
- ²²S.-H. Chung, R. D. McMichael, D. T. Pierce, and J. Unguris, *Phys. Rev. B* **81**, 024410 (2010).
- ²³K. L. Metlov and K. Y. Guslienko, *J. Magn. Magn. Mater.* **242**, 1015 (2002).
- ²⁴W. Zhang, R. Singh, N. Bray-Ali, and S. Haas, *Phys. Rev. B* **77**, 144428 (2008).
- ²⁵F. Garcia, H. Westfahl, J. Schoenmaker, E. J. Carvalho, A. D. Santos, M. Pojar, A. C. Seabra, R. Belkhou, A. Bendouan, E. R. P. Novais, and A. P. Guimarães, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 022501 (2010).
- ²⁶E. R. P. Novais and A. P. Guimarães, e-print arXiv:0909.5686v1 (2009).
- ²⁷J. K. Ha, R. Hertel, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **67**, 224432 (2003).
- ²⁸M. Schneider, J. Liszkowski, M. Rahm, W. Wegscheider, D. Weiss, H. Hoffmann, and J. Zweck, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, 2239 (2003).
- ²⁹K. S. Buchanan, P. E. Roy, M. Grimsditch, F. Y. Fradin, K. Y. Guslienko, S. D. Bader, and V. Novosad, *Nat. Phys.* **1**, 172 (2005).
- ³⁰T. Okuno, K. Mibu, and T. Shinjo, *J. Appl. Phys.* **95**, 3612 (2004).
- ³¹P. Vavassori, N. Zaluzec, V. Metlushko, V. Novosad, B. Ilic, and M. Grimsditch, *Phys. Rev. B* **69** (2004).



Magnetic vortex echoes

F. Garcia,¹ J. P. Sinnecker,² E. R. P. Novais,² and A. P. Guimarães^{2,a)}

¹Laboratório Nacional de Luz Síncrotron, 13083-970 Campinas, SP, Brazil

²Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 22290-180 Rio de Janeiro, RJ, Brazil

(Received 21 August 2012; accepted 6 November 2012; published online 7 December 2012)

The dynamic properties of magnetic vortices have many potential applications in fast magnetic devices. Here we present a micromagnetic study of the motion of magnetic vortices in arrays of 100 nanodisks that have a normal distribution of diameters, as expected in real array systems, e.g., produced by nanolithography. The micromagnetic simulated experiments follow a protocol with an initial preparation and magnetic pulses that enable the control of the magnetic vortices initial positions and circular motion direction. The results show a new effect—the magnetic vortex echo (MVE) that arises from the refocusing of the overall array magnetization. We show, by using arrays with different interdisk separations, that MVE affords a means of characterizing them as regards the homogeneity and intensity of the interaction between its elements, properties that are relevant for device applications. We also show that a simple analytical model, analogous to the one that describes the spin echo in magnetic resonance, can be used to explain most features of the simulated magnetic vortex echo. © 2012 American Institute of Physics. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4768446>]

I. INTRODUCTION

Many magnetic nanoobjects have as ground state a magnetic vortex configuration, i.e., a pattern of magnetization tangential to concentric circles with a singularity at the center, where the magnetization points out of plane, the vortex core.^{1–3} When a core is excited, i.e., displaced from its equilibrium, it performs a spiral-like motion back to the original position, with a well defined eigenfrequency of several hundred MHz.⁴ Because of these dynamic properties, the vortices have many potential applications.^{1,4–8} Usually, in these applications, one desires high speed dynamics and high densities; therefore, the vortices should be organized in as compact as possible arrays, and the optimization of the performance of the device requires an adequate physical characterization of their dynamic properties. The magnetic vortices have two main features: one is the sense of magnetization curling, i.e., its circulation, which can be counter-clockwise ($c=1$) or clockwise ($c=-1$); and, the second one, the core polarity (p), being $p=+1(-1)$ for upward (downward) magnetization direction of the vortex core. The vortex core translation eigenfrequency (usually called gyrotropic frequency) is closely related to the geometry of the nanoobject and, e.g., for a thin nanodisk, is given by $\omega_G \approx (20/9)\gamma M_s \beta$ (M_s is the saturation magnetization, γ is the Gilbert gyromagnetic ratio, and $\beta = h/R$ is the aspect ratio).² The sense of the gyrotropic core motion (or the sign of the gyrotropic frequency) is determined by the core polarity and, for an upward (downward) core magnetization, $p=+1(-1)$, the core will precess in the counter-clockwise (clockwise) direction. Therefore, by controlling the vortex polarity, it is possible to control the sense of gyrotropic vortex core motion.

Until recently most studies neglected any dipolar coupling between nanoobjects with vortices, since they present a magnetic flux closure in the relaxed form. However, an

out-of-equilibrium core generates sufficient magnetostatic energy to dynamically couple neighbor vortices, as demonstrated in some very recent studies.^{8–16} Particularly interesting is the fact that it is possible to transfer energy, with negligible loss, between two neighbor vortices by stimulated gyrotropic motion.⁹ This dynamic coupling is strongly dependent on the distance d between the centers of the vortices. This has been shown by Vogel and co-workers,⁹ using ferromagnetic resonance (FMR), who obtained for a 4×300 array a dependence of the form d^{-n} , with $n=6$. The same was found by Sugimoto *et al.*⁸ using a pair of disks excited with rf current. On the other hand, Jung *et al.*,¹¹ studying a pair of nanodisks with time-resolved X-ray spectroscopy, found $n = 3.91 \pm 0.07$. Likewise Sukhostavets *et al.*,¹² also for a pair of disks, in this case studied by micromagnetic simulation, obtained $n=3.2$ and 3.6 for the x and y interaction terms, respectively.

Most works deal with idealized systems containing one, two or no more than few array elements, and effects such as magnetic vortex coupling, inhomogeneities, magnetic stability in large arrays of nanostructures, among others, have been neglected so far. The question of how to characterize the dynamic properties of large area arrays of magnetic vortices has thus very important implications.

In the present work we are proposing a new phenomenon, the magnetic vortex echo (MVE), and have developed an analytical model that describes its main features. This analytical description is analogous to that used for the spin echo observed in nuclear magnetic resonance (NMR), essential in applications such as magnetic resonance imaging (MRI).¹⁷

We present a micromagnetic study of the motion of magnetic vortices in arrays of 100 nanodisks that have a normal distribution of diameters, as expected in real array systems, e.g., produced by nanolithography. The results show the magnetic vortex echo effect arising from the collective magnetic vortex cores motion which leads to refocusing of the overall array magnetization, as shown in Fig. 1. Using

^{a)}Author to whom correspondence should be addressed: apguima@cbpf.br.

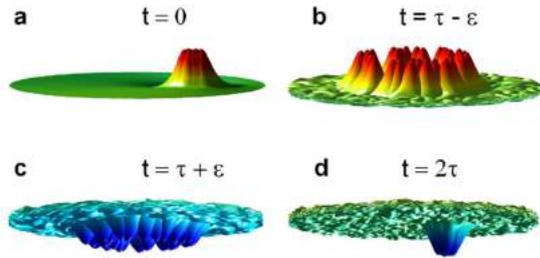


FIG. 1. Formation of magnetic vortex echoes: superposition of the individual simulated disks of the 10×10 matrix at different instants. (a) Top view of the disk at $t=0$, (b) top view at $t = \tau - \epsilon$ (before the inverting magnetic pulse), (c) bottom view at $t = \tau + \epsilon$ (after the inverting magnetic pulse), and (d) bottom view at $t = 2\tau$ (at the moment of the vortices refocalization). All disks initially with same circulation $c = +1$ and polarity $p = +1$. (enhanced online) [URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4768446.1>].

large arrays with different interdisk separations, MVE affords a means of characterizing large arrays as regards the homogeneity and intensity of the interaction between the array elements, properties that are relevant for device applications.

II. THE MODEL

The formulation of the model begins considering an infinite array of magnetic nanoelements with distance d between their centers. Let us now consider that their vortex cores perform gyrotropic motion, after being excited by the action of some external perturbation, e.g., an in-plane magnetic field applied along the y direction, which has displaced all cores along the x axis, increasing the overall M_y magnetization. As in a real vortex array, we assume that the disks do not have exactly the same gyrotropic frequencies, arising, for instance, from their size distribution.

To derive the time dependence of the array magnetization we will assume first that the gyrotropic frequencies vary continuously and have a Gaussian distribution $P(\omega)$ with standard deviation $\Delta\omega$. Second, we will also assume that the circulation and polarity are initially the same for every vortex: $c = +1$ and $p = +1$. This is not an issue, as will be clear in Sec. III; however, this configuration can be easily achieved by proper procedures (Antos *et al.*¹⁸ and the references therein).

After the vortices are displaced at $t=0$, they will relax toward the equilibrium position in a spiral-like gyrotropic motion, with different frequencies ω , generating an oscillatory behavior of both in-plane magnetization components ($M_x(t)$ and $M_y(t)$). After a given elapsed time, since we are considering a distribution of gyrotropic frequencies, the cores will be completely out of phase, and as consequence, the overall array magnetization will be reduced and eventually will be damped to zero. Using the approach employed in the description of magnetic resonance (e.g., see (Refs. 19 and 20)), one can derive the array y component of the magnetization,

$$M_y(t) = M_y(0) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2}}{\Delta\omega\sqrt{2\pi}} \cos(\omega t) d\omega, \quad (1)$$

an integral that is the Fourier transform of the gyrotropic frequency distribution $P(\omega)$.²¹ One is now able to express $M_y(t)$ as a function of an important relaxation time $T_2^* = 1/\Delta\omega$,

$$M_y(t) = M_y(0) e^{-\frac{t^2}{2T_2^{*2}}} \cos(\omega_0 t). \quad (2)$$

The same reasoning can be applied to $M_x(t)$. This result shows that the total magnetization tends to zero, as the different contributions of both $M_y(t)$ and $M_x(t)$ get gradually out of phase. This damping, with a characteristic time T_2^* , is analogous to the free induction decay (FID) in NMR.

After an elapsed time t , the angle rotated by each vortex core will be ωt ; if at $t = \tau$ we invert the polarities of the vortices in the array, e.g., using an appropriate magnetic pulse, the motion of the cores will change direction (i.e., $\omega \rightarrow -\omega$). Therefore, for $t > \tau$ one obtains

$$M_y(t - \tau) = M_y(0) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2}}{\Delta\omega\sqrt{2\pi}} \cos[\omega(\tau - t)] d\omega. \quad (3)$$

The y component of the magnetization becomes

$$M_y(t) = M_y(0) e^{-\frac{(t-\tau)^2}{2T_2^{*2}}} \cos(\omega_0 t). \quad (4)$$

Equation (4) means that $M_y(t)$ (and $M_x(t)$) increases for $\tau < t < 2\tau$, reaching a maximum at a time $t = 2\tau$: this maximum is the magnetic vortex echo, analogous to the spin echo observed in magnetic resonance (Fig. 1). In the case of the NMR spin echo, the maximum is due to the refocusing of the in-plane components of the nuclear magnetization.

Up to now we have only considered a frequency distribution arising from geometric inhomogeneities.^{22,25} In a real vortex array other irreversible processes should also be considered, and the decrease of $M_y(t)$ and $M_x(t)$ components will also be affected by these additional processes that we define to be characterized by a relaxation time T_2 . Considering this, $M_y(t)$ will be

$$M_y(t) = M_y(0) e^{-\frac{(t-\tau)^2}{2T_2^{*2}}} e^{-\frac{t-\tau}{T_2}} \cos(\omega_0 t). \quad (5)$$

T_2 is a relaxation time analogous to the spin transverse relaxation time (or spin-spin relaxation time) T_2 in magnetic resonance: now $1/T_2^* = \Delta\omega + 1/T_2$. T_2 can be measured by determining the decay of the echo amplitude for different values of the interval τ . The processes contributing to T_2 are: (a) the interaction between the nanoelements, which, in the first approximation, amounts to random magnetic fields that will increase or decrease ω of a given element, producing a frequency spread of width $\Delta\omega' = 1/T_2'$ and (b) the loss in magnetization (of rate $1/T_2$) arising from the energy dissipation related to the Gilbert damping constant α that appears in the Landau-Lifshitz-Gilbert¹ equation. Identifying T_2 to the NMR longitudinal relaxation time T_1 , one has¹⁹ $1/T_2 = 1/T_2' + 1/2T_2$. Therefore the relaxation rate $1/T_2^*$ is given by

$$\frac{1}{T_2^*} = \Delta\omega + \frac{1}{T_2} = \Delta\omega + \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{2T_2}. \quad (6)$$

The vortex echo maximum at $t = 2\tau$, from Eq. (5), is $M_y(2\tau) \propto \exp(-\tau/T_2)$; one should note that the maximum magnetization recovered at a time 2τ decreases exponentially with T_2 , i.e., this maximum is only affected by the homogeneous part of the total decay rate given by Eq. (6). In other words, the vortex echo cancels the loss in $M_y(t)$ due to the inhomogeneity $\Delta\omega$, but it does not cancel the decrease in $M_y(t)$ due to the interaction between the nanoelements (the homogeneous relaxation term $1/T_2'$), or due to the energy dissipation (term $1/2T_x$).

Note also that if one attempted to estimate the inhomogeneity of an array of nanoelements using another method, e.g., measuring the linewidth of a FMR spectrum, one would have the contribution of this inhomogeneity together with the other terms that appear in Eq. (6), arising from interaction between the elements and from the damping. On the other hand, measuring the vortex echo it would be possible to separate the intrinsic inhomogeneity from these contributions, since T_2 can be measured separately, independently of the term $\Delta\omega$.

III. MICROMAGNETIC SIMULATION

In order to confirm the validity of the MVE model, we have performed micromagnetic simulations of an assembly of 100 magnetic nanodisks employing the oommf code.²³ The simulated system was a square array of 10×10 Permalloy disks, thickness 20 nm, with distance d from center to center. This distance was varied from $d = 350$ nm up to ∞ , in which case the simulations were made on disks one at a time, adding the individual magnetic moments $\mu_i(t)$. To account for the inhomogeneities expected in a real vortex array, we have introduced a Gaussian distribution of diameters, centered on 250 nm with standard deviation $\sigma = 10$ nm and $\sigma = 20$ nm; $\sigma = 10$ nm corresponds to $\Delta\omega \approx 1.5 \times 10^8$ s⁻¹. The disks were placed at random on a square lattice. We have also used different values of α .

The simulation initial state was prepared by applying a perpendicular magnetic field pulse of $B_z = +300$ mT to set all disks to the polarity $p = +1$, followed by an in-plane field of 25 mT along the y direction in order to displace all the vortex cores from the equilibrium positions. The system was then allowed to precess freely until $t = \tau$, when the vortex polarities were inverted by the action of a Gaussian magnetic pulse of amplitude $B_z = -300$ mT, with width 100 ps.

Simulations were performed either with random circulation or with $c = +1$; the result is that the value of c is irrelevant, as we can verify by comparing Figs. 2(a) and 2(b). For disks having different circulations ($c = \pm 1$), the cores will be displaced in opposite directions, but the MVE will be the same, since all the magnetizations will point along the same direction. On the other hand, in a configuration where the polarity of the disks is initially random (i.e., $p = \pm 1$) the $p = -1$ disks would not invert their polarities under the influence of the negative B_z field pulse at $t = \tau$, therefore they would not contribute to the echoes, and the echo amplitude would be reduced. However, since the preparation of the system involves an initial positive B_z pulse, all disks will have initially the same polarity ($p = +1$), as assumed in Sec. II.

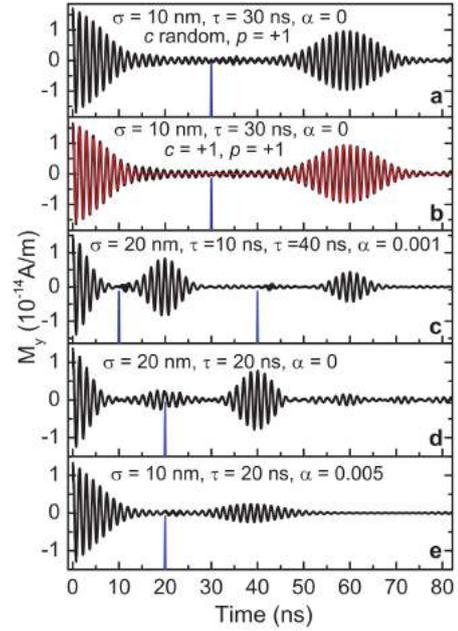


FIG. 2. Magnetic vortex echoes: simulations (black line) for 100 nanodisks, with $d = \infty$ (a) $\sigma = 10$ nm, $\tau = 30$ ns, $\alpha = 0$, $p = +1$, and random c ; (b) $\sigma = 10$ nm, $\tau = 30$ ns, $\alpha = 0$ (in red, fit using Eq. (2) plus Eq. (5)); (c) $\sigma = 20$ nm, $\tau = 10$ ns, and $\tau = 40$ ns (two pulses), and $\alpha = 0.001$; (d) $\sigma = 20$ nm, $\tau = 20$ ns, $\alpha = 0$; (e) $\sigma = 10$ nm, $\tau = 20$ ns, $\alpha = 0.005$. The inversion pulses ($B_z = -300$ mT) are also shown (in blue). Disks in (b) to (e) initially with same circulation $c = +1$ and polarity $p = +1$.

We have chosen to present the simulations performed preparing all disks with same circulation ($c = +1$) and polarity ($p = +1$), without loss of generality.

As expected from the model, the array simulated overall in-plane magnetization is markedly damped as a result of the defocusing from the initial state, showing a clear FID with a characteristic time T_2^* . Moreover, the micromagnetic simulations have also confirmed the occurrence of the echoes at the expected times ($t = 2\tau$). For different values of σ , the T_2^* time, and consequently the duration of the FID and the width of the echo are modified (Figs. 2(b) and 2(d)); increasing α results in a faster decay of the echo intensity (Figs. 2(b) and 2(e)). We have also obtained multiple echoes, by exciting the system with two pulses (Fig. 2(c)).²⁴

Figure 3 shows the dependence of $1/T_2$ on α for $\sigma = 10$ nm; essentially the same result is obtained for $\sigma = 20$ nm, since T_2 does not depend on $\Delta\omega$ (Eq. (6)). Taking a linear approximation, $1/T_2 \approx A\alpha$, and since for $d = \infty$ there is no interaction between the disks, $1/T_2 = 1/2T_x$, and therefore

$$\frac{1}{T_x} = 2A\alpha. \quad (7)$$

From the least squares fit (Fig. 3), $A = 1.6 \times 10^{10}$ s⁻¹. This relation can be used to determine experimentally α , measuring T_2 with vortex echoes, for an array of well-separated disks. Note that we can only obtain directly the T_x and $\Delta\omega$ contributions to T_2^* using the echoes.

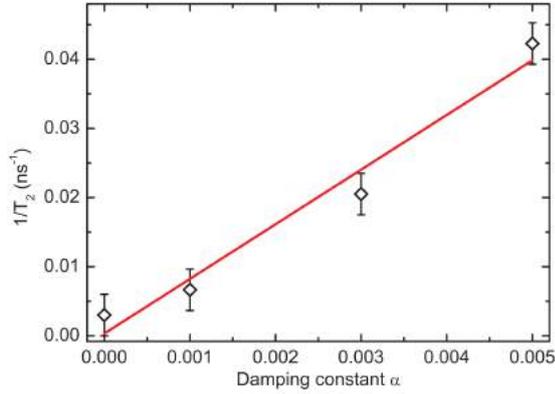


FIG. 3. Variation of $1/T_2$ obtained by fitting the curves of echo intensity versus τ to $M_0 \exp(-\tau/T_2)$, as a function of α , for $D=250$ nm, $\sigma=10$ nm, $d=\infty$; the continuous line is a linear fit.

Regarding the problem of determination of the interaction between nanoelements, from our micromagnetic simulations we could describe the dependence of the contribution to $1/T_2^*$ as a function of the distance d between the nanodisks as

$$T_2^* = B + Cd^{-n}. \quad (8)$$

Using Eq. (8) we found, from the best fit (Fig. 4), $n = 4.1 \pm 0.4$, in good agreement with Jung *et al.*¹¹ and reasonable agreement with Sukhostavets *et al.*¹²

In Fig. 5 we show the results of the simulations with $\sigma=10$ nm and $\alpha=0.001$. Assuming $n=4$, a reasonable linear fit can be obtained with $B = (6.5 \pm 0.1) \times 10^{-9}$ s and $C = -(4.2 \pm 0.3) \times 10^{-26}$ m⁴s. From $T_2^*(d=\infty)$ and using Eq. (7), we get $\Delta\omega \approx (1.53 \pm 0.1) \times 10^8$ s⁻¹, as expected from our initial choice of the Gaussian distribution of diameters ($\Delta\omega \approx 1.5 \times 10^8$ s⁻¹).

Combining Eqs. (6), (7), and (8), one can obtain the interaction term $1/T_2^*$. The computation of $1/T_2^*$ required the

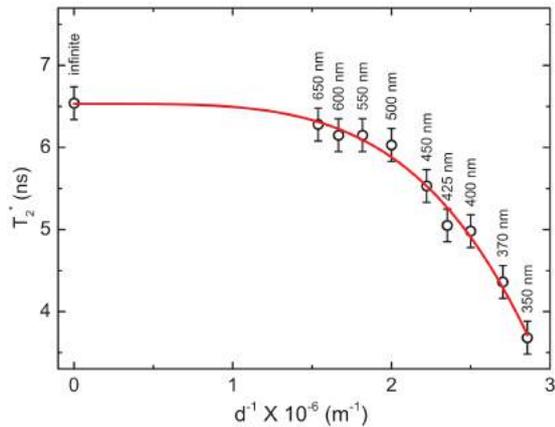


FIG. 4. Variation of T_2^* versus d^{-1} for an array of 10×10 nanodisks with a distribution of diameters centered on $D=250$ nm ($\sigma=10$ nm), $\alpha=0.001$ and separation d ; the continuous line is the best fit to Eq. (8).

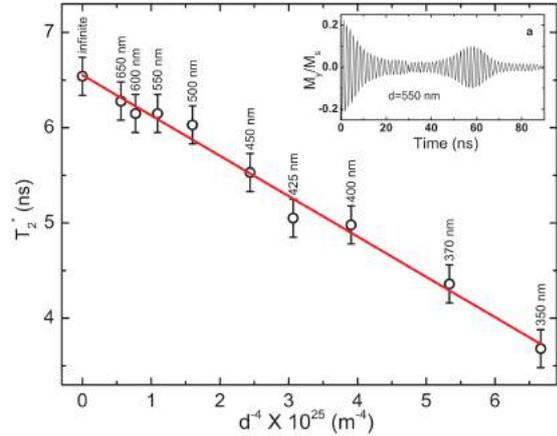


FIG. 5. Variation of T_2^* versus d^{-4} for an array of 10×10 nanodisks with a distribution of diameters centered on $D=250$ nm ($\sigma=10$ nm), $\alpha=0.001$ and separation d ; the continuous line is a linear fit. Inset (a) shows an echo simulation for $d=550$ nm, $\tau=30$ ns, $\alpha=0.001$.

determination of the other individual contributions to $1/T_2^*$, which was done through the simulation of vortex echoes. To derive simply the dependence of the interaction on d it is sufficient to measure $1/T_2^*$ as a function of d , since the interaction term $1/T_2^*$ is the only contribution that is dependent on d ; this does not need the use of the echoes, only requiring the determination of the relaxation rate $1/T_2^*$.

IV. CONCLUSIONS

Micromagnetic simulated experiments in large nanodisk arrays reveal a new effect—the magnetic vortex echo—that arises from the refocusing of the overall array magnetization. We have shown the MVE potential as a characterization technique, since it is a direct way of obtaining important parameters such as T_2 , related to the interaction between the nanoelements with vortex ground states, and the Gilbert damping constant α ; it therefore can be used to determine α in these systems. Applications of the MVE include the measurement of the inhomogeneity, such as the distribution of dimensions, aspect ratios, perpendicular magnetic fields, and so on, in a planar array of nanoelements with vortices; it may be used to study arrays of nanowires or nanopillars containing thin layers of magnetic material. These properties cannot be obtained directly, for example, from the linewidth of FMR absorption. In an actual MVE experiment the sequence of external magnetic field pulses has to be repeated many times (as in NMR), and the echo signals added to improve the signal to noise ratio.

We also show that a simple analytical model, analogous to the one that describes the spin echo in magnetic resonance, can be used to explain most features of the MVE. This model has validated the micromagnetic simulations of the new phenomenon and confirmed the applicability of the MVE as a useful tool for the characterization of large arrays of magnetic nanoobjects with ground state magnetic vortex configuration.

The authors would like to thank G.M.B. Fior for the collaboration; we are also indebted to the Brazilian agencies CNPq, CAPES, FAPERJ, and FAPESP.

- ¹A. P. Guimarães, *Principles of Nanomagnetism* (Springer, Berlin, 2009).
²K. Y. Guslienko, *J. Nanosci. Nanotechnol.* **8**, 2745 (2008).
³E. R. P. Novais, P. Landeros, A. G. S. Barbosa, M. D. Martins, F. Garcia, and A. P. Guimarães, *J. Appl. Phys.* **110**, 053917 (2011).
⁴K. Y. Guslienko, K.-S. Lee, and S.-K. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 027203 (2008).
⁵C. L. Chien, F. Q. Zhu, and J.-G. Zhu, *Phys. Today* **60**(6), 40 (2007).
⁶A. Ruotolo, V. Cros, B. Georges, A. Dussaux, J. Grollier, C. Deranlot, R. Guillemet, K. Bouzehouane, S. Fusil, and A. Fert, *Nat. Nanotechnol.* **4**, 528 (2009).
⁷F. Garcia, H. Westfahl, J. Schoenmaker, E. J. Carvalho, A. D. Santos, M. Pojar, A. C. Seabra, R. Belkhou, A. Bendounan, E. R. P. Novais, and A. P. Guimarães, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 022501 (2010).
⁸S. Sugimoto, Y. Fukuma, S. Kasai, T. Kimura, A. Barman, and Y. C. Otani, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 197203 (2011).
⁹A. Vogel, A. Drews, T. Kamionka, M. Bolte, and G. Meier, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 037201 (2010).
¹⁰B. L. Mesler, P. Fischer, W. Chao, E. H. Anderson, and D.-H. Kim, *J. Vac. Sci. Technol. B* **25**, 2598 (2007).
¹¹H. Jung, K.-S. Lee, D.-E. Jeong, Y.-S. Choi, Y.-S. Yu, D.-S. Han, A. Vogel, L. Bocklage, G. Meier, M.-Y. Im, P. Fischer, and S.-K. Kim, *Sci. Rep.* **1**, 59 (2011).
¹²O. V. Sukhostavets, J. M. Gonzalez, and K. Y. Guslienko, *Appl. Phys. Express* **4**, 065003 (2011).
¹³Y. Liu, Z. Hou, S. Gliga, and R. Hertel, *Phys. Rev. B* **79**, 104435 (2009).
¹⁴A. Puzic, B. V. Waeyenberge, K. W. Chou, P. Fischer, H. Stoll, G. Schutz, T. Tylliszczak, K. Rott, H. Bruckl, G. Reiss, I. Neudecker, T. Haug, M. Buess, and C. H. Back, *J. Appl. Phys.* **97**, 10E704 (2005).
¹⁵L. Bocklage, B. Krüger, R. Eiselt, M. Bolte, P. Fischer, and G. Meier, *Phys. Rev. B* **78**, 180405 (2008).
¹⁶P. Fischer, *Mater. Sci. Eng. R.* **72**, 81 (2011).
¹⁷E. L. Hahn, *Phys. Rev.* **80**, 580 (1950).
¹⁸R. Antos, M. Urbanek, and Y. Otani, *J. Phys.: Conf. Ser.* **200**, 042002 (2010).
¹⁹C. P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance*, 3rd ed. (Springer, Berlin, 1990).
²⁰A. P. Guimarães, *Magnetism and Magnetic Resonance in Solids* (John Wiley & Sons, New York, 1998).
²¹T. Butz, *Fourier Transformation for Pedestrians* (Springer, Berlin, 2006).
²²The sources of inhomogeneity are the spread in radii, in thickness, or the presence of defects. An external perpendicular field H adds a contribution to ω , $\omega = \omega_G + \omega_H$, with $\omega_H = \omega_0 p(H/H_s)$, where p is the polarity and H_s the field that saturates the nanodisk magnetization.²⁵ A distribution ΔH is another source of the spread $\Delta\omega$.
²³See <http://math.nist.gov/oommf/> for information on the OOMMF micro-magnetic simulation program.
²⁴These echoes, however, are not equivalent to the stimulated echoes observed in NMR with two 90° pulses.¹⁷
²⁵G. de Loubens, A. Riegler, B. Pigeau, F. Lochner, F. Boust, K. Y. Guslienko, H. Hurdequint, L. W. Molenkamp, G. Schmidt, A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich, N. Vukadinovic, and O. Klein, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 177602 (2009).



Effect of perpendicular uniaxial anisotropy on the annihilation fields of magnetic vortices

E. R. P. Novais,¹ S. Allende,^{2,3} D. Altbir,³ P. Landeros,⁴ F. Garcia,^{5,a)} and A. P. Guimarães¹

¹Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro 22290-180, RJ, Brazil

²Departamento de Ciencias Físicas, Universidad Andrés Bello, Avenida República 220,

Santiago 837-0134, Chile

³Departamento de Física, Universidad de Santiago de Chile and CEDENNA, Avda. Ecuador 3493, Santiago, Chile

⁴Departamento de Física, Universidad Técnica Federico Santa María, Avenida España 1680, Valparaíso, Chile

⁵Laboratório Nacional de Luz Síncrotron, Campinas 13083-970, SP, Brazil

(Received 9 July 2013; accepted 25 September 2013; published online 16 October 2013)

The magnetization reversal in several nanoscopic systems is driven by the nucleation and propagation of a vortex structure that is very sensitive to the application of a magnetic field or a spin polarized current. In particular in a dot, the vortex profile is strongly affected by anisotropy, however, its role on the core behavior has not been clarified. In the present work, we investigate the influence of a perpendicular anisotropy on the annihilation and shape of magnetic vortex cores in permalloy disks. We used both micromagnetic simulations with the OOMMF code, and the analytical rigid core model that assumes that the shape of the core does not change during the hysteresis cycle. Under both approaches, the annihilation field decreases with increasing perpendicular anisotropy for almost all the structures investigated. Also a deformation of the vortex core profile is evidenced from the micromagnetic simulations, for larger anisotropy and/or dot thickness. For every dot thickness, this change does not depend on the dot radius, but on the relative distance of the core from the center of the dot. © 2013 AIP Publishing LLC. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4824803>]

I. INTRODUCTION

Among the nano- and mesoscopic magnetic structures that have attracted the attention of researchers in recent years stand out those that exhibit a vortex, since this state presents both interesting physical properties and a high potential for applications.^{1–6} Magnetic vortices in nanodots are characterized by in-plane magnetic moments curling around a core where the magnetization points out-of-plane. Two main features are defined in a vortex; the circulation, i.e., the sense of the magnetization curling, being -1 ($+1$) for clockwise (counterclockwise) rotation direction, and the polarity defined by the direction of the core magnetization denoted by $p = +1$ (-1) for upward (downward) direction. The core profile $m_z(r)$ (the z component of the unit magnetization) of a vortex in equilibrium is cylindrically symmetric, usually approximated by a Gaussian curve surrounded by a small dip (see Fig. 1).^{1,7}

A vortex is the ground state of different nanodots with regular shapes such as ellipses, squares, spheres, caps, and disks, with dimensions ranging from 50 nanometers to a few microns, with some tens of nanometers thickness.^{8–14} While an external in-plane magnetic field that increases continuously from zero is applied to a disk exhibiting a vortex, its core propagates perpendicularly to the field direction, until its center reaches the disk edge. The field corresponding to

this limiting situation, i.e., a field that expels the vortex core, is known as the annihilation field. Further increases of the magnetic field will expel the vortex from the disk, and the saturated state will eventually be reached. On the other hand, when starting from a fully saturated state, by decreasing the field to a certain critical value (commonly referred in the literature as the nucleation field) the vortex will be formed. The knowledge and control of the magnitude of these fields is a key issue for several applications considering the manipulation of magnetic vortices, such as non-volatile magnetic memory devices, or high-resolution magnetic field sensors.^{15–17}

The vortex core nucleation and annihilation processes have been discussed by several authors^{18–23} and, in particular, the influence of extrinsic properties on the annihilation field has been taken into account. Wu *et al.*²⁴ investigated the role of geometrical asymmetries, finding that the annihilation of the vortex depends strongly on the asymmetry. The effect of the shape asymmetry has also been studied by Dumas *et al.*²⁵ by measuring the angular dependence of the annihilation field. Mihajlović *et al.*²⁶ have shown that temperature also affects the reversal mechanism and the vortex annihilation field, while experiments by Davis *et al.*²⁷ suggest that the nucleation and annihilation fields depend on the magnetic field sweep rate.

These processes have been also examined from the theoretical point of view, within the framework proposed by Guslienko *et al.*²⁰ This model approximates the core as a

^{a)}Present address: Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 22290-180 Rio de Janeiro, RJ, Brazil.

magnetization distribution whose profile does not change during the reversal process.

Some important properties of the vortices, such as the core size and some dynamic features, can be tailored introducing a uniaxial perpendicular magnetic anisotropy, as has been recently shown.^{17,28} In this case, as the perpendicular anisotropy increases, important deviations from the equilibrium vortex core profile and from the canonical magnetic vortex configuration result. Beyond a critical value of the anisotropy (K_z^{crit}), a vortex is no longer observed and a skyrmion appears (e.g., Fert *et al.*²⁹). The latter has been found in experiments with BFeCoSi³⁰ and, more relevant to the present study, also apparent in experiments with Co/Pt disks¹⁷ and simulations.^{14,17} In spite of the large number of works focused on magnetic vortices, the core deformation has not been systematically analyzed.

The aim of this paper is to obtain a better understanding of the vortex annihilation process in magnetic dots. For this purpose, we have compared the description using the rigid vortex analytical model to results obtained with micromagnetic simulations. In order to explore the effect of the perpendicular anisotropy on the vortex core properties, we have introduced an anisotropic term in both the analytical expressions and the numerical simulations. This procedure allows us to determine the limits of validity of the rigid vortex model. We also characterized the vortex core deformations that are present in some simulations.

The paper is organized as follows: after the "Introduction" we describe how we perform our micromagnetic simulations that lead us to study the annihilation fields extracted from the hysteresis curves of disks with various sizes (Sec. II). Analytical calculations are presented in Sec. III, with the inclusion of anisotropy terms into the rigid vortex model. The results are contained in Sec. IV, and finally, in Sec. V, we summarize and draw conclusions.

II. NUMERICAL SIMULATIONS

We focus on isolated magnetic nanodots with thickness L varying between 10 and 30 nm, and diameters D from 100 to 1000 nm, using micromagnetic simulations^{14,31} with the OOMMF code.³² We obtained the hysteresis loops of several nanodots including a uniaxial perpendicular anisotropy term, K_z , ranging from 0 to 300 kJ/m³. We used a stiffness constant $A = 13 \times 10^{-12}$ J/m and a saturation magnetization $M_s = 860 \times 10^3$ A/m, both the standard values for bulk permalloy, and a cell size of $5 \times 5 \times 5$ nm³. The maximum anisotropies used in this work that allow the dots to exhibit a magnetic vortex are $K_z^{max} = 300, 225,$ and 165 kJ/m³ for the thicknesses $L = 10, 20,$ and 30 nm, respectively. For larger anisotropies, a skyrmion structure is observed, and perpendicular magnetization appears on the rim of the disk. For this reason in all our calculations, the anisotropy constant value was chosen such that the magnetic configuration at zero external applied field is a vortex configuration, as shown in Fig. 1.

In our simulations, we developed a systematic study of the annihilation field that is determined from the maximum of the derivative dM/dB in the increasing magnetization branch of the hysteresis loop, which corresponds to the expulsion of the vortex core. All hysteresis curves were obtained starting from the unperturbed configuration obtained by minimizing the energy of the disks $B = 0$, which corresponds to the vortex core at the center. In sequence, we increase the field from $B = 0$, in steps of $\Delta B = 0.1$ mT, leading us to obtain the annihilation field, and finally reaching the magnetic saturation. In some simulations, we observed a deformation of the vortex core. In order to characterize it, we define

$$\delta = \frac{r_y - r_x}{r_x}, \quad (1)$$

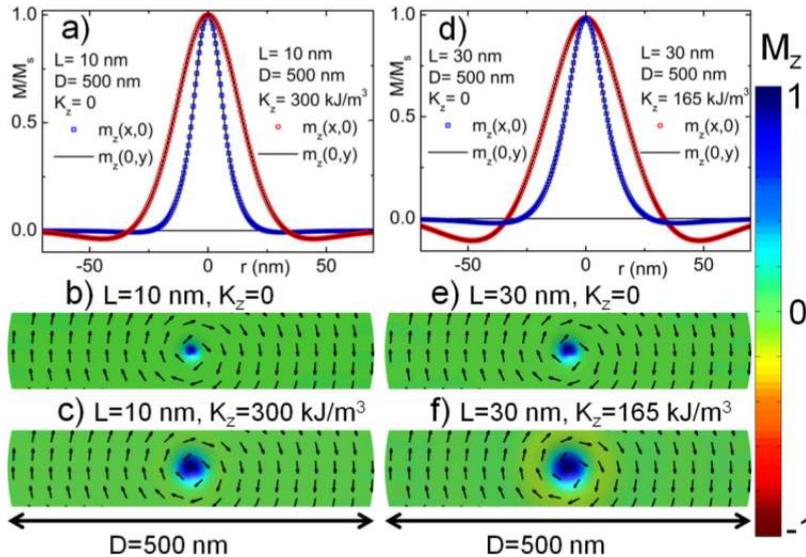


FIG. 1. (a) Profile of the vortex core corresponding to disks with $D = 500$ nm and $L = 10$ nm for $K_z = 0$ and $K_z = 300$ kJ/m³; (b) and (c) depict the magnetization for $K_z = 0$ and $K_z = 300$ kJ/m³ with $L = 10$ nm. (d) Profile of the vortex core with $D = 500$ nm and $L = 30$ nm for $K_z = 0$ and $K_z = 165$ kJ/m³. (e) and (f) represent the magnetization for $K_z = 0$ and $K_z = 165$ kJ/m³ for $L = 30$ nm. Note that from (a) to (d) the depth of the negative part of the magnetization (the dip) increases.

where r_x and r_y are the sizes of the vortex core along the x and y axes, respectively. As shown in Fig. 1, two orthogonal sections (x and y directions) of the profiles of the vortex core passing through the core center (maximum of m_z) were obtained. The dimensions of the core along the x and y directions were obtained by the full widths at half maximum of the respective profile fit, using a pseudo-Voigt function.

III. ANALYTICAL MODEL

To obtain analytical expressions for the annihilation field in the magnetic nanodots, we started with a model proposed by Guslienko *et al.*^{20,21} to investigate the vortex behavior in submicron dots. These authors considered a ferromagnetic dot with a thickness L and a radius R that presents a vortex state with a distribution of the unit magnetization in cylindrical coordinates ρ, φ, z given by $\vec{m} = \sin \theta(\rho)\hat{\phi} + \cos \theta(\rho)\hat{z}$, where²¹

$$m_\phi = \sin \theta(\rho) = \begin{cases} (2b\rho/(b^2 + \rho^2)) & \rho \leq b \\ 1 & \rho \geq b. \end{cases} \quad (2)$$

Here b is the radius of the core. If we consider magnetostatic, exchange, and Zeeman contributions to the energy, the normalized dimensionless vortex annihilation field in the rigid core model proposed by Guslienko *et al.*²¹ is written as

$$h_{an}(\beta, R) = 4\pi F_1(\beta) - \left(\frac{R_0}{R}\right)^2, \quad (3)$$

where $\beta = L/R$, R_0 is the exchange length and $F_1(\beta)$ is given by

$$F_1(\beta, R) = \int_0^\infty \left(1 - \frac{1 - e^{-\beta t}}{\beta t}\right) J_1^2(t) \frac{dt}{t}. \quad (4)$$

A. Introducing a perpendicular uniaxial anisotropy

While the model proposed by Guslienko *et al.*^{20,21} contains no anisotropy, in our calculations we include a uniaxial anisotropy along the z axis and focus on its effect on the annihilation field. We start calculating the anisotropy energy contribution of the system that is given by

$$W_K = -LK_z \int (\vec{m} \cdot \hat{z})^2 \rho d\phi d\rho, \quad (5)$$

where $K_z > 0$ is the anisotropy constant and \hat{z} is the easy axis. From this expression, the contribution to the energy of the core due to the anisotropy comes only from the core region inside the dot. From Fig. 2, we obtain

$$\phi_m = \arccos\left(\frac{x^2 + b^2 - R^2}{2xb}\right), \quad (6)$$

and

$$\rho_m = x \cos \phi + \sqrt{R^2 - x^2 + x^2 \cos^2 \phi}. \quad (7)$$

Using these expressions, we can write Eq. (5) as

$$W_K = -2K_z L \int_0^{\phi_m} \left[\int_0^b m_z^2 \rho d\rho \right] d\phi - 2K_z L \int_{\phi_m}^\pi \left[\int_0^{\rho_m} m_z^2 \rho d\rho \right] d\phi, \quad (8)$$

$$W_K = -K_z L b^2 \sec^{-1} \left[\frac{2bx}{b^2 - R^2 + x^2} \right] (3 - 2 \ln 4) - G. \quad (9)$$

In this expression, $m_z^2 = (1 - 4b^2\rho^2/(b^2 + \rho^2)^2)$ and G represents the contributions to the anisotropy energy shown in the dark regions in Fig. 2(a),

$$G = 2K_z L \int_{\phi_m}^\pi \left[\int_0^{\rho_m} \left(1 - \frac{4b^2\rho^2}{(b^2 + \rho^2)^2}\right) \rho d\rho \right] d\phi. \quad (10)$$

When $\phi_m(x \rightarrow R) \approx \pi/2$ or $c = b/R \ll 1$, G can be approximated to zero at first order of $(R - x)$. However, in our calculations we considered it explicitly. If the anisotropy energy is normalized to $M_s^2 V$, that is, $w_K = W_K/(M_s^2 V)$, and using $s = x/R$, $c = b/R$, and $V = \pi R^2 L$, we obtain

$$w_K(s) = \frac{-K_z c^2}{\pi M_s^2} \sec^{-1} \left[\frac{2cs}{c^2 - 1 + s^2} \right] (3 - 2 \ln 4) - g(s), \quad (11)$$

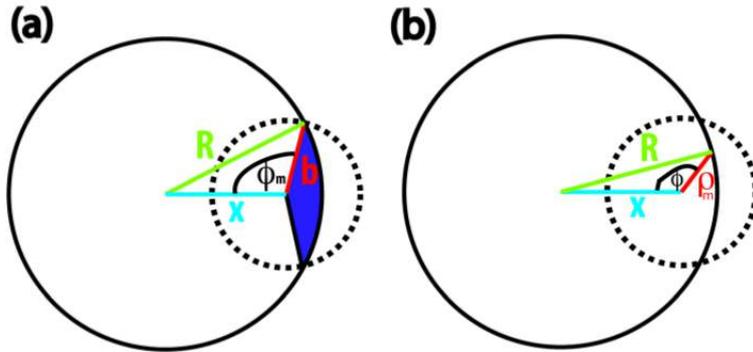


FIG. 2. Geometrical relation between the vortex core, defined by the dotted line, and the full dot. (a) Illustration of the angle ϕ_m that depends on the radius of the dot, R , radius of the core, b , and separation between the centers of the dot and core, x . (b) Representation of ρ_m that depends on R , x , and the angle ϕ between x and ρ_m .

where $g(s) = G/M_s^2 V$. We proceed by minimizing the magnetic anisotropy energy with respect to s and evaluating in the equilibrium displacement where the vortex center reaches the dot perimeter. In other words, differentiating Eq. (11) with respect to s and taking the limit $s \rightarrow 1$, we obtain the value of the contribution of the anisotropy to the annihilation field

$$h_K = \lim_{s \rightarrow 1} \frac{\partial w_K(s)}{\partial s} = -\frac{K_z c(c^2 - 2)(\ln 16 - 3)}{M_s^2 \pi \sqrt{4 - c^2}} - \lim_{s \rightarrow 1} \frac{\partial g(s)}{\partial s}. \quad (12)$$

In this way, and adding this expression to the annihilation field given by Eq. (3), we obtain the annihilation field for a nanodot with perpendicular anisotropy,

$$h_{an}(\beta, R) = 4\pi F_1(\beta) - \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \frac{K_z c(c^2 - 2)(-3 + \ln 16)}{M_s^2 \pi \sqrt{4 - c^2}} - \lim_{s \rightarrow 1} \frac{\partial g(s)}{\partial s}. \quad (13)$$

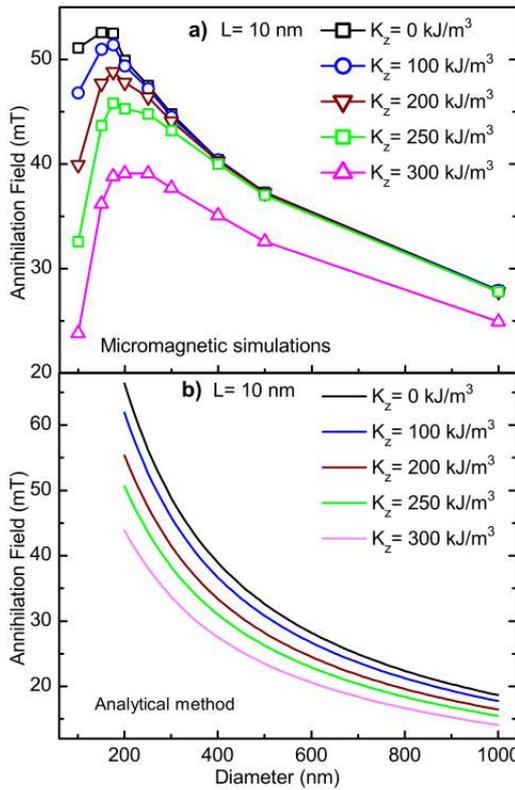


FIG. 3. Annihilation fields versus diameter for dots (a) obtained by micromagnetic simulation, and (b) obtained by analytical method. These graphs show the influence of the value of the perpendicular anisotropy on the annihilation field for different diameters.

IV. RESULTS AND DISCUSSION

Our analyses for the annihilation field are based on the theoretical approach and on micromagnetic simulations. From both approaches, we have obtained the dependence of the annihilation fields with the perpendicular anisotropy. Also from the simulations, we obtained the evolution of the magnetic core shape while it moves along the dot.

A. Annihilation fields

The annihilation fields as a function of the disk diameter, for different anisotropies K_z , obtained from both methods are reported in Figs. 3–5 for $L = 10, 20,$ and 30 nm, respectively. From those figures, we observe that the two approaches evidence a qualitative agreement, showing that as the diameter of the disks increases, B_{an} decreases and becomes less dependent on the anisotropy. However, in spite of the fact that they have the same magnitude, the analytical calculations result in larger ($\approx 20\%$) annihilation fields as compared to the numerical simulations. A maximum of the curves appears from the micromagnetic simulations that is not evidenced in the analytical model.

The existence of these maxima, previously reported by Guslienko *et al.* for non-anisotropic materials,²⁰ can be qualitatively understood by looking into the different contributions

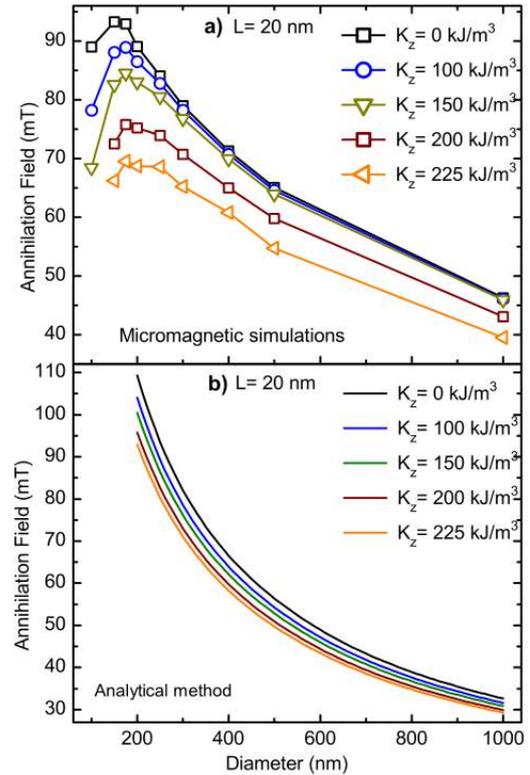


FIG. 4. Annihilation fields versus diameter for dots (a) obtained by numerical calculation and (b) obtained by the analytical method.

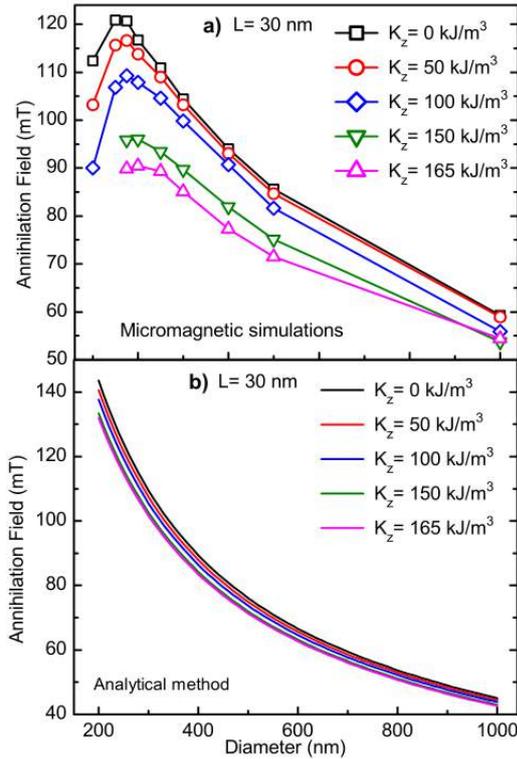


FIG. 5. Annihilation fields versus diameter for dots with (a) and obtained by numerical calculation and (b) obtained by the analytical method.

to the energy. In the presence of a vortex at the center of the dot, an important contribution to the energy comes from the core. If this core is small compared to the dot radius, its contribution to the total energy is small, but if it is large compared to the size of the dot, its energy contribution will be important. In this case, the system will decrease its energy by moving fast the core to one extreme, leading to a decrease of the annihilation field. Since the size of the core is independent of the dot diameter,³³ this will occur at some specific diameter for each thickness, leading to a particular value for the maximum for each thickness.

From the simulations, we also observe that larger anisotropies result in larger core sizes, as shown in Fig. 1. The disagreement between the two methods can be related to a deformation of the core observed in the micromagnetic simulations, as shown in Sec. IV B. In addition, in our analytical results we considered only first order terms on s for the energy contributions and we overestimate the magnetostatic energy, generating differences between simulations and analytical calculations for small radii.²¹ This was previously reported by Guslienko *et al.*²⁰ who stated that the rigid core model overestimates the magnetostatic energy, leading to differences between theory and simulations that are more evident for small R , where the model includes larger magnetostatic terms.

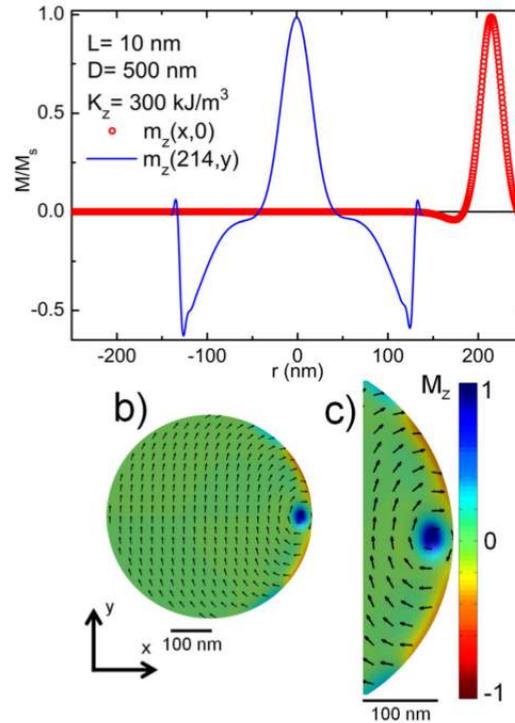


FIG. 6. Shape of the vortex core for $L=10$ nm, $D=500$ nm, and $K_z=300$ kJ/m³ immediately before the annihilation. (a) Profile of the core along the x axis (red dotted line) and along the y axis (blue continuous line). (b) Representation of the disk. (c) A detail of the disk section close to the vortex core.

B. Evolution of the magnetic core shape

In the search for an explanation of the differences between B_{an} derived by the analytical method and by numerical calculation, we studied the shape of the core. From our micromagnetic simulations, we obtained the shape of the magnetic vortex core as it moves towards the edge of the disk under the influence of an applied magnetic field for the maximum anisotropies, $K_z^{max} = 300$ and 165 kJ/m³ for $L=10$ nm and $L=30$ nm, respectively. Our results, for $D=500$ nm dots, are depicted in Figs. 6 and 7. The dark region (blue online) in these figures represents the core region. The profile of the vortex core at the center of the disk is shown in Fig. 1. By comparing these results with the ones presented in Fig. 1, a gradual deformation of the vortex core is evidenced, exhibiting a nearly elliptical (“banana-like”) shape while reaching the edge of the dot. Comparing Fig. 1 and Figs. 6 and 7, we can conclude that the core is circular at the center of the disk and for $B=0$; the deformation is maximum when the core reaches the edge of the disk, immediately before the vortex annihilation. In Fig. 7(b) for a thicker disk, the core and its deformation are enhanced. As the core reaches the disk edge (y -axis), the xy symmetry is broken; a core with circular section would increase the magnetic charges on the edge, and the appearance of the deformation following the edge surface reduces the stray fields.

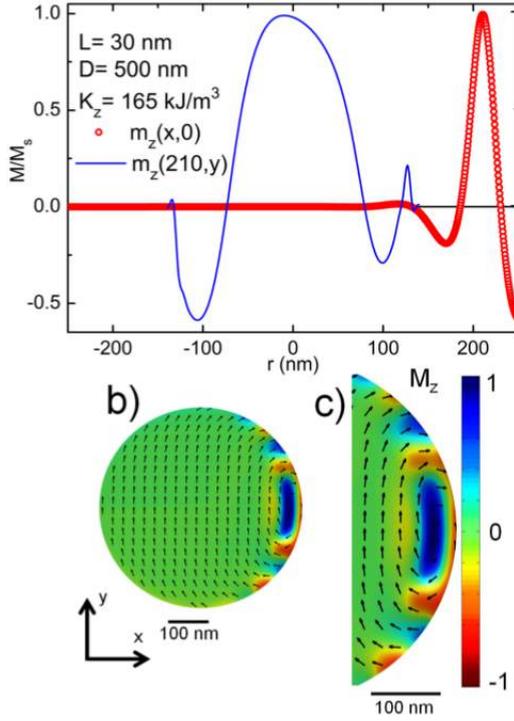


FIG. 7. Change of the shape of the vortex core for $L = 30$ nm, $D = 500$ nm, and $K_z = 165$ kJ/m³ at positions immediately before annihilation. In (a) profile of the core along the x axis (red dotted line) and along the y axis (blue continuous line), in (b) image of the disk and (c) a detail of the disk.

This effect has not been considered in developing the rigid vortex mode, that breaks down in the cases where important deformations of the vortex core are observed.

For $L = 10$ nm, the core keeps a nearly circular shape with a deformation δ of about 10% for zero anisotropy ($K_z = 0$), and around 30% for $K_z = 300$ kJ/m³. By comparing

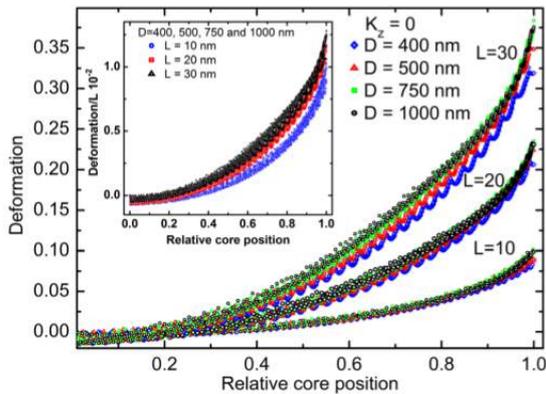


FIG. 8. Deformation $\delta = (r_y - r_x)/r_x$ for $K_z = 0$ kJ/m³, $L = 10$, 20, and 30 nm for diameters $D = 400$, 500, 750, and 1000 nm versus normalized core position (P_{core}/R). The inset shows the deformation divided by the disk thickness, for different values of L , versus relative core positions. Note that a scaling law is apparent.

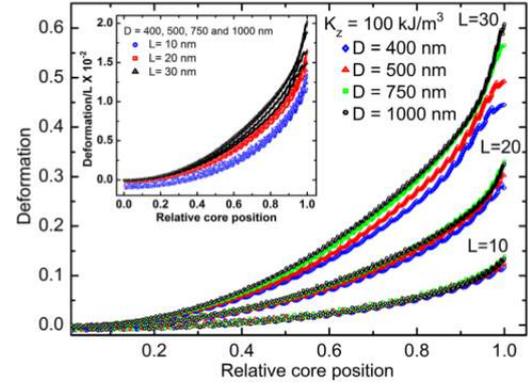


FIG. 9. Deformation $\delta = (r_y - r_x)/r_x$ for $K_z = 100$ kJ/m³, $L = 10$, 20, and 30 nm for diameters $D = 400$, 500, 750, and 1000 nm versus normalized core position (P_{core}/R). The inset shows the deformation divided by the disk thickness, for different values of L , versus relative core positions. Note that a scaling law is apparent.

Figs. 1(a)–1(c) with Fig. 6, we observe that the vortex core deformation is due to an increase of its size along the y axis and the depth of the magnetization dip. For thicker dots, i.e., $L = 30$ nm, the smallest core deformation is $\delta = 30\%$ for $K_z = 0$, and around 100% for $K_z = 165$ kJ/m³. Therefore, larger anisotropies increase the vortex core deformation, leading to a core of roughly elliptical section that is not well described by the rigid vortex model. This is shown in Figs. 6 and 7, where it is more evident the deformation of the vortex core, as well as the variation in the magnetization dip. It is important to note that an anisotropy constant higher than $K_z = 165$ kJ/m³ for $L = 30$ nm is not compatible with a vortex configuration, as mentioned above.

To investigate the deformation process in a systematic way, we obtained the deformation δ versus the normalized core position, P_{core}/R , where P_{core} is the distance of the core center measured from the center of the disk, divided by the disk radius (R). Our results are depicted in Figs. 8 and 9, evidencing that the core deformation is not present for $\mathbf{B} = \mathbf{0}$, however, as the field begins to increase, the process of deformation of the core sets in. When P_{core} is less than 0.25, the deformation of the core can be neglected. From this position onwards the deformation begins to increase, and the maximum is reached when the core approaches the edge of the disk. Note that in Figs. 8 and 9 for each thickness (10, 20, and 30 nm) four curves were plotted for different diameters (400, 500, 750, and 1000 nm). The inset illustrates a normalized deformation, that is δ/L , showing a scaling law for the deformation of the core. The oscillations superposed on the curves are artifacts arising from the finite size of the cells.

V. CONCLUSIONS

In summary, by means of an analytical model and numerical simulations we have obtained the annihilation fields for dots of different thicknesses and anisotropy constants. In all cases, the annihilation fields decrease with increasing anisotropy constant K_z and with increasing disk diameter, D . The values of K_z and disk thickness L have a stronger effect

on the annihilation fields of the smaller disks. However, they influence in an inverse way the annihilation field; whereas the increase in thickness increases the annihilation field, from the analytical results using the rigid vortex model, the increase in anisotropy decreases this field. Finally, we have shown the variation in the deformation of the vortex core δ as a function of the perpendicular anisotropy and disk thickness. The occurrence of this deformation evidenced in the micromagnetic simulations suggests that it has to be taken into account in the description of the dynamics of the magnetic vortices. The deformation of the core does not scale with the radius of the disks, it is only related to the relative position of the core.

ACKNOWLEDGMENTS

In Brazil we acknowledge the support of the agencies CAPES, CNPq, FAPERJ and FAPESP. In Chile, we acknowledge the partial support from FONDECYT under Grant Nos. 11121214, 1120356, and 1120618, from the Center for the Development of Nanoscience and Nanotechnology, and from ICM P10-06-F funded by Fondo de Innovación para la Competitividad, from the MINECON, and CONICYT-PAI/CONCURSO INSERCIÓN EN LA ACADEMIA-FOLIO 791220017.

- ¹A. P. Guimarães, *Principles of Nanomagnetism* (Springer, Berlin, 2009).
- ²C. L. Chien, F. Q. Zhu, and J.-G. Zhu, *Phys. Today* **60**(6), 40 (2007).
- ³K. Y. Guslienko, *J. Nanosci. Nanotechnol.* **8**, 2745 (2008).
- ⁴S. Bohlens, B. Kruger, A. Drews, M. Bolte, G. Meier, and D. Pfannkuche, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 142508 (2008).
- ⁵A. Ruotolo, V. Cros, B. Georges, A. Dussaux, J. Grollier, C. Deranlot, R. Guillemet, K. Bouzehouane, S. Fusil, and A. Fert, *Nat. Nanotechnol.* **4**, 528 (2009).
- ⁶H. Jung, Y.-S. Choi, K.-S. Lee, D.-S. Han, Y.-S. Yu, M.-Y. Im, P. Fischer, and S.-K. Kim, *ACS Nano* **6**, 3712 (2012), <http://pubs.acs.org/doi/pdf/10.1021/nn3000143>.
- ⁷M. Bode, O. Pietzsch, A. Kubetzka, W. Wulfhekel, D. McGrouther, S. McVitie, and J. N. Chapman, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 029703 (2008).
- ⁸P. Landeros, J. Escrig, D. Altbir, D. Laroze, J. d'Albuquerque e Castro, and P. Vargas, *Phys. Rev. B* **71**, 094435 (2005).
- ⁹D. Altbir, J. Escrig, P. Landeros, F. S. Amaral, and M. Bahiana, *Nanotechnology* **18**, 485707 (2007).
- ¹⁰W. Zhang, R. Singh, N. Bray-Ali, and S. Haas, *Phys. Rev. B* **77**, 144428 (2008).
- ¹¹K. L. Metlov and Y. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 112506 (2008).
- ¹²M. M. Soares, E. de Biasi, L. N. Coelho, M. C. dos Santos, F. S. de Menezes, M. Knobel, L. C. Sampaio, and F. Garcia, *Phys. Rev. B* **77**, 224405 (2008).
- ¹³S.-H. Chung, R. D. McMichael, D. T. Pierce, and J. Unguris, *Phys. Rev. B* **81**, 024410 (2010).
- ¹⁴E. R. P. Novais, P. Landeros, A. G. S. Barbosa, M. D. Martins, F. Garcia, and A. P. Guimarães, *J. Appl. Phys.* **110**, 053917 (2011).
- ¹⁵M. Rahm, M. Schneider, J. Biberger, R. Pulwey, J. Zweck, D. Weiss, and V. Umansky, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4110 (2003).
- ¹⁶S.-K. Kim, K.-S. Lee, Y.-S. Yu, and Y.-S. Choi, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022509 (2008).
- ¹⁷F. Garcia, H. Westfahl, J. Schoenmaker, E. J. Carvalho, A. D. Santos, M. Pojar, A. C. Seabra, R. Belkhou, A. Bendounan, E. R. P. Novais, and A. P. Guimarães, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 022501 (2010).
- ¹⁸M. Schneider, H. Hoffmann, and J. Zweck, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2909 (2000).
- ¹⁹A. Fernandez and C. J. Cerjan, *J. Appl. Phys.* **87**, 1395 (2000).
- ²⁰K. Y. Guslienko and K. L. Metlov, *Phys. Rev. B* **63**, 100403 (2001).
- ²¹K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *Phys. Rev. B* **65**, 024414 (2001).
- ²²J. Mejía-Lopez, D. Altbir, A. H. Romero, X. Batlle, I. V. Roshchin, C.-P. Li, and I. K. Schuller, *J. Appl. Phys.* **100**, 104319 (2006).
- ²³J. Mejía-López, D. Altbir, P. Landeros, J. Escrig, A. H. Romero, I. V. Roshchin, C.-P. Li, M. R. Fitzsimmons, X. Batlle, and I. K. Schuller, *Phys. Rev. B* **81**, 184417 (2010).
- ²⁴K.-M. Wu, L. Homg, J.-F. Wang, J.-C. Wu, Y.-H. Wu, and C.-M. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 262507 (2008).
- ²⁵R. K. Dumas, T. Gredig, C.-P. Li, I. K. Schuller, and K. Liu, *Phys. Rev. B* **80**, 014416 (2009).
- ²⁶G. Mihajlović, M. S. Patrick, J. E. Pearson, V. Novosad, S. D. Bader, M. Field, G. J. Sullivan, and A. Hoffmann, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 112501 (2010).
- ²⁷J. P. Davis, D. Vick, J. A. J. Burgess, D. C. Fortin, P. Li, V. Sauer, W. K. Hiebert, and M. R. Freeman, *New J. Phys.* **12**, 093033 (2010).
- ²⁸T. S. Machado, T. G. Rappoport, and L. C. Sampaio, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 112507 (2008).
- ²⁹A. Fert, V. Cros, and J. Sampaio, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 152 (2013).
- ³⁰X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, and Y. Tokura, *Nature* **465**, 901–904 (2010).
- ³¹S.-K. Kim, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264004 (2010).
- ³²M. Donahue and D. Porter, *Oomf User's guide* (NIST, 1999).
- ³³T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, *Science* **289**, 930 (2000).

Referências

Bibliográficas

- [1] A. P. Guimarães. *Principles of Nanomagnetism*. Springer, Berlin, first edition, 2009. 1, 2, 5, 8, 18, 20, 21, 26, 105, 112, 129, 130, 131
- [2] S. D. Bader. Colloquium: Opportunities in nanomagnetism. *Reviews of Modern Physics*, 78:1–15, Jan 2006.
- [3] S.-K. Kim. Micromagnetic computer simulations of spin waves in nanometre-scale patterned magnetic elements. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(26):264004, 2010. 1, 2, 11, 14, 32
- [4] K. Y. Guslienko. Magnetic vortex state stability, reversal and dynamics in restricted geometries. *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, (6), 2008. 1, 20, 105
- [5] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. *Physical Review Letters*, 61:2472–2475, Nov 1988. 2
- [6] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical Review B*, 39:4828–4830, Mar 1989. 2
- [7] F. Garcia, H. Westfahl, J. Schoenmaker, E. J. Carvalho, A. D. Santos, M. Pojar, A. C. Seabra, R. Belkhou, A. Bendounan, E. R. P. Novais, and A. P. Guimaraes. Tailoring magnetic vortices in nanostructures. *Applied Physics Letters*, 97(2):022501, 2010. 3, 42, 75, 76, 78, 85, 91, 96, 105
- [8] R. P. Cowburn; D. K. Koltsov; A. O. Adeyeye; M. E. Welland e D. M. Tricker. Single-Domain Circular Nanomagnets. *Physical Review Letters*, 83:1042–1045, Aug 1999. 3, 20, 28
- [9] C. A. Ross, M. Hwang, M. Shima, J. Y. Cheng, M. Farhoud, T. A. Savas, Henry I. Smith, W. Schwarzacher, F. M. Ross, M. Redjdal, and F. B. Humphrey. Micromagnetic behavior of electrodeposited cylinder arrays. *Physical Review B*, 65(14):144417, Mar 2002. 60, 64
- [10] S.-H. Chung, R. D. McMichael, D. T. Pierce, and J. Unguris. Phase diagram of magnetic nanodisks measured by scanning electron microscopy with polarization analysis. *Physical Review B*, 81(2):024410, Jan 2010. 60, 75

- [11] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger. Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores. *Science*, 298(5593):577–580, 2002. 3, 25, 26
- [12] C. L. Chien, Frank Q. Zhu, and Jian-Gang Zhu. Patterned Nanomagnets. *Physics Today*, 60(6):40–45, 2007. 3, 20, 21, 22, 28, 105
- [13] K. Y. Guslienko, K.-S. Lee, and S.-K Kim. Dynamic Origin of Vortex Core Switching in Soft Magnetic Nanodots. *Physical Review Letters*, 100:027203, Jan 2008. 3, 19, 21, 26, 33, 34, 35, 36, 94, 95, 105
- [14] S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stohr, and H. A. Padmore. Vortex Core-Driven Magnetization Dynamics. *Science*, 304(5669):420–422, 2004. 3, 21, 31, 33
- [15] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono. Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy. *Science*, 289(5481):930–932, 2000. 3, 20, 23, 24, 41, 85
- [16] J. d’Albuquerque e Castro, D. Altbir, J. C. Retamal, and P. Vargas. Scaling Approach to the Magnetic Phase Diagram of Nanosized Systems. *Physical Review Letters*, 88(23):237202, May 2002. 3, 64
- [17] W. Scholz, K. Y. Guslienko, V. Novosad, D. Suess, T. Schrefl, R. W. Chantrell, and J. Fidler. Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 266(1-2):155–163, 2003. Proceedings of the 4th International Conference on Fine Particle Magnetism (ICFPM). 60
- [18] P.-O. Jubert and R. Allenspach. Analytical approach to the single-domain-to-vortex transition in small magnetic disks. *Physical Review B*, 70(14):144402, outubro 2004. 25, 42, 61, 62, 63
- [19] P. Landeros, J. Escrig, D. Altbir, D. Laroze, J. d’Albuquerque e Castro, and P. Vargas. Scaling relations for magnetic nanoparticles. *Physical Review B*, 71(9):094435, Mar 2005. 60, 75
- [20] V. P. Kravchuk, D. D. Sheka, and Y. B. Gaididei. Equilibrium magnetisation structures in ferromagnetic nanorings. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 310(1):116 – 125, 2007.
- [21] P. Landeros, J. Escrig, and D. Altbir. Vortex structures in cylindrical magnetic nanoparticles, 2008. 3, 41, 61, 62, 64
- [22] T. Thomson, L. Abelman, and H. Groenland. Magnetic storage: past, present and future. In B. Azzarboni, G. Asti, L. Pareti, and M. Ghidini, editors, *Magnetic Nanostructures in Modern Technology*, pages 237–306. Springer, Dordrecht, 2008. 3
- [23] S. Bohlens, B. Krüger, A. Drews, M. Bolte, G. Meier, and D. Pfannkuche. Current controlled random-access memory based on magnetic vortex handedness. *Applied Physics Letters*, 93(14):142508, 2008. 3, 25, 26

- [24] S.-K. Kim, K.-S. Lee, Y.-S. Yu, and Y.-S. Choi. Reliable low-power control of ultrafast vortex-core switching with the selectivity in an array of vortex states by in-plane circular-rotational magnetic fields and spin-polarized currents. *Applied Physics Letters*, 92(2):022509, 2008. 3, 26, 33, 76, 91, 93
- [25] A. Dussaux, A. V. Khvalkovskiy, J. Grollier, V. Cros, A. Fukushima, M. Kono, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K. Ando, and A. Fert. Phase locking of vortex based spin transfer oscillators to a microwave current. *Applied Physics Letters*, 98(13), 2011. 3
- [26] D.V. Berkov and N. L. Gorn. Spin-torque driven magnetization dynamics in a nanocontact setup for low external fields: Numerical simulation study. *Physical Review B*, 80(6):064409, Aug 2009.
- [27] R. Lehndorff, D. E. Bürgler, S. Gliga, R. Hertel, P. Grünberg, C. M. Schneider, and Z. Celinski. Magnetization dynamics in spin torque nano-oscillators: Vortex state versus uniform state. *Physical Review B*, 80(5):054412, 2009.
- [28] F. Garcia, F. Fettar, S. Auffret, B. Rodmacq, and B. Dieny. Exchange-biased spin valves with perpendicular magnetic anisotropy based on (Co/Pt) multilayers. *Journal of Applied Physics*, 93(10):8397–8399, 2003.
- [29] B. G. Park, J. Wunderlich, D. A. Williams, S. J. Joo, K. Y. Jung, K. H. Shin, K. Olejnik, A. B. Shick, and T. Jungwirth. Tunneling Anisotropic Magnetoresistance in Multilayer-(Co/Pt)/AlO_x/Pt Structures. *Physical Review Letters*, 100(8):087204, 2008.
- [30] J.-H. Park, M. T. Moneck, C. Park, and J.-G. Zhu. Spin-Transfer Induced Switching in Nanomagneto-resistive Devices Composed of Co/Pt Multilayers with Perpendicular Magnetic Anisotropy. *Journal of Applied Physics*, 105(7):07D129, 2009.
- [31] D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaet, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Pontheiner, M. Brunet, C. Thirion, J.-P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cyrille, O. Redon, and B. Dieny. Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer. *Nature Materials*, 6(6):447, 2007.
- [32] Y.-S. Yu, D.-S. Han, M.-W. Yoo, K.-S. Lee, Y.-S. Choi, H. Jung, J. Lee, M.-Y. Im, P. Fischer, and S.-K. Kim. Resonant amplification of vortex-core oscillations by coherent magnetic-field pulses. 3, Fer 2013. 3
- [33] D.-H. Kim, E.A. Rozhkova, I.V. Ulasov, S.D. Bader, T. Rajh, M.S. Lesniak, and V. Novosad. Biofunctionalized magnetic-vortex microdiscs for targeted cancer-cell destruction. *Nature Materials*, 9:165, 2010. 3
- [34] D.-H. Kim, E. A. Rozhkova, I. V. Ulasov, S. D. Bader, T. Rajh, M. S. Lesniak, and V. Novosad. Biofunctionalized Magnetic-Vortex Microdiscs for Targeted Cancer-Cell Destruction. *Nature Materials*, 9(2):165–171, 2010. 3, 78
- [35] A. Ruotolo, V. Cros, B. Georges, A. Dussaux, J. Grollier, C. Deranlot, R. Guillemet, K. Bouzehouane, S. Fusil, and A. Fert. Phase-locking of magnetic vortices mediated by antivortices. *Nature Nanotechnology*, 4(8):528, 2009. 3, 26, 105

- [36] H. Kronmüller and M. Fähnle. *Micromagnetism and the Microstructure of Ferromagnetic Solids*. Cambridge University Press, New York, first edition, 2003. 5, 11, 12, 130, 131
- [37] Alex Hubert and Rudolf Schäfer. *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer, New York, third edition, 2009. 5, 19, 23, 25, 130, 131
- [38] C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics*. Wiley, 8th edition edition, 2005. 5
- [39] G. Bertotti. *Hysteresis in magnetism*. Electromagnetism. Academic Press, New York, first edition, 1998. xv, 5, 7, 18
- [40] W. F. Brown Jr. *Magnetostatic principles in ferromagnetism*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1 th edition, 1962. 6, 8
- [41] R. Skomski. *Simple Models of Magnetism*. Oxford University Press, New York, first edition, 2008. 6
- [42] H. Kronmüller. General Micromagnetic Theory. In *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. John Wiley & Sons, Ltd, 2007. 6
- [43] D. Suess, J. Fidler, and T. Schrefl. chapter 2: Micromagnetic Simulation of Magnetic Materials . volume 16 of *Handbook of Magnetic Materials*, pages 41 – 125. Elsevier, 2006. 8, 11
- [44] A. Aharoni. *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Oxford University Press, New York, second edition, 2000. 8, 130
- [45] J. E. Miltat and M. J. Donahue. Numerical Micromagnetics: Finite Difference Methods. In *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. John Wiley & Sons, Ltd, 2007. 8, 11, 12
- [46] G. Bertotti, I. D. Mayergoyz, and C. Serpico. Chapter 2: Basic equations for magnetization dynamics. In *Nonlinear Magnetization Dynamics in Nanosystems*, Elsevier Series in Electromagnetism, pages 21 – 34. Elsevier, Oxford, 2009. 8, 10, 11
- [47] L. Landau and E. Lifshitz. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Physics Z. Sowjetunion*, 8:153–169, 1935. 9
- [48] T. M. Siman. *Magnetismo e Magnetotransporte em Nanoestruturas*. PhD thesis, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 05 2011. 11
- [49] M. J. Donahue, D. G. Porter, National Institute of Standards, and Technology (U.S.). *OOMMF user's guide*. <http://math.nist.gov/oommf/>. 11, 15, 45, 62, 77, 92, 113
- [50] C. Abert, G. Selke, Benjamin Kruger, and Andre Drews. A fast finite-difference method for micromagnetics using the magnetic scalar potential. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 48(3):1105–1109, March 2012. 11

- [51] J. Fidler and T. Schrefl. Micromagnetic modelling - the current state of the art. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 33(15):R135–R156, 2000. 12
- [52] C. P. Bean and J. D. Livingston. Superparamagnetism. *Journal of Applied Physics*, 30(4):S120–S129, 1959. 18
- [53] F. M. Ryan, E. W. Pugh, and R. Smoluchowski. Superparamagnetism, Nonrandomness, and Irradiation Effects in Cu-Ni Alloys. *Physical Review*, 116(5):1106–1112, Dec 1959. 18
- [54] K. L. Metlov and K. Y. Guslienko. Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 242-245(Part 2):1015 – 1017, 2002. 20, 60, 64
- [55] E. R. P. Novais and A. P. Guimarães. Phase diagram of magnetic configurations for soft magnetic nanodots of circular and elliptical shape obtained by micromagnetic simulation. *arXiv.org:0909.5686*, 2009. 23, 26, 63
- [56] M. Bode, O. Pietzsch, A. Kubetzka, W. Wulfhekel, D. McGrouther, S. McVitie, and J. N. Chapman. Comment on “Three-Dimensional, Spin-Resolved Structure of Magnetic Vortex and Antivortex States in Patterned Co Films Using Scanning Ion Microscopy with Polarization Analysis”. *Physical Review Letters*, 100:029703, Jan 2008. 41, 85
- [57] W. Zhang, R. Singh, N. Bray-Ali, and S. Haas. Scaling analysis and application: Phase diagram of magnetic nanorings and elliptical nanoparticles. *Physical Review B*, 77(14):144428, 2008. 20, 60, 64, 75
- [58] A. M. Kosevich, B.A. Ivanov, and A. S. Kovalev. Magnetic Solitons. *Physics Reports*, 194(3–4):117 – 238, 1990. 21
- [59] N. A. Usov and S. E. Peschany. Magnetization curling in a fine cylindrical particle . *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 118(3):L290 – L294, 1993. 22, 23, 43
- [60] J. Raabe, R. Pulwey, R. Sattler, T. Schweinböck, J. Zweck, and D. Weiss. Magnetization pattern of ferromagnetic nanodisks. *Journal of Applied Physics*, 88(7):4437–4439, 2000. 23, 24
- [61] E. Feldtkeller and H. Thomas. Struktur und Energie von Blochlinien in dünnen ferromagnetischen Schichten. *Physik der kondensierten Materie*, 4(1):8–14, 1965. 25, 42
- [62] N. A. Usov and S. E. Peschany. Vortex distribution of magnetization in thin ferromagnetic cylinder (in russian). *Fiz. Met. Metalloved (transl.: The Physics of Metals and Metallography)*, 12:13–24, 1994. 25
- [63] K. S. Buchanan, P. E. Roy, M. Grimsditch; F. Y. Fradin, K. Y. Guslienko, and S. D. Bader e V. Novosad. Soliton-pair dynamics in patterned ferromagnetic ellipses. *Nature Physics*, 1(3):172–176, december 2005. 26, 70
- [64] Z.-H. Wei and M.-F. Lai. Mechanisms of magnetization reversals in elliptical thin films. *Journal of Applied Physics*, 101(9):09F515, 2007. 26

- [65] F. Garcia, J. P. Sinnecker, E. R. P. Novais, and A. P. Guimarães. Magnetic vortex echoes. *Journal of Applied Physics*, 112(11):113911, 2012. 26, 98
- [66] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Ono, A. Thiaville, and T. Ono. Electrical switching of the vortex core in a magnetic disk. *Nature Materials*, 6, 2007. 26, 33, 34, 91
- [67] K. Y. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi. Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks. *Journal of Applied Physics*, 91(10):8037–8039, 2002. 29, 30, 31
- [68] J. P. Park, P. Eames, D. M. Engebretson, J. Berezovsky, and P. A. Crowell. Imaging of spin dynamics in closure domain and vortex structures. *Physical Review B*, 67:020403, Jan 2003. 29
- [69] R. Hertel, S. Gliga, M. Fähnle, and C. M. Schneider. Ultrafast Nanomagnetic Toggle Switching of Vortex Cores. *Physical Review Letters*, 98:117201, Mar 2007. 31, 32
- [70] A. Thiaville, J. M. García, R. Dittrich, J. Miltat, and T. Schrefl. Micromagnetic study of Bloch-point-mediated vortex core reversal. *Physical Review B*, 67:094410, Mar 2003.
- [71] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, and T. Shinjo. MFM study of magnetic vortex cores in circular permalloy dots: behavior in external field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 240(1 - 3):1 – 6, 2002. 4th International Symposium on Metallic Multilayers. 31, 32
- [72] B. V. Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tyliczszak, R. Hertel, M. Fähnle, H. Brückl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, and G. Schütz. Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field. *Nature*, 444:461–464, 2006. 33, 91
- [73] J.P. Zagorodny, Y. Gaididei, F.G. Mertens, and A.R. Bishop. Switching of vortex polarization in 2D easy-plane magnets by magnetic fields. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, 31(4):471–487, 2003. 33
- [74] Sang-Koog Kim, Youn-Seok Choi, Ki-Suk Lee, Konstantin Y. Guslienko, and Dae-Eun Jeong. Electric-current-driven vortex-core reversal in soft magnetic nanodots. *Applied Physics Letters*, 91(8):–, 2007. 33, 35
- [75] Ki-Suk Lee, Sang-Koog Kim, Young-Sang Yu, Youn-Seok Choi, Konstantin Yu. Guslienko, Hyunsung Jung, and Peter Fischer. Universal Criterion and Phase Diagram for Switching a Magnetic Vortex Core in Soft Magnetic Nanodots. *Physical Review Letters*, 101:267206, Dec 2008. 33
- [76] K.-S. Lee, Y.-S. Yu, Y.-S. Choi, D.-E. Jeong, and S.-K. Kim. Oppositely rotating eigenmodes of spin-polarized current-driven vortex gyrotropic motions in elliptical nanodots. *Applied Physics Letters*, 92(19):192513, 2008. 33, 91

- [77] A. V. Khvalkovskiy, A. N. Slavin, J. Grollier, K. A. Zvezdin, and K. Yu. Guslienko. Critical velocity for the vortex core reversal in perpendicular bias magnetic field. *Applied Physics Letters*, 96(2):022504, 2010. 35, 95
- [78] A. Fert, V. Cros, and J. Sampaio. Skyrmions on the track. *Nature Nanotechnology*, 8:152–156, 2013. 36, 39
- [79] U. K. Rößler, A. N. Bogdanov, and C. Pfleiderer. Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals. *Nature*, 442(7104):797–801, 2006. 36, 37
- [80] C. Timm. A new twist in a ferromagnet. *Physics*, 2:35, May 2009. 36
- [81] T. H. R. Skyrme. A Non-Linear Field Theory. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 260(1300):127–138, 1961. 36
- [82] M. Lee, W. Kang, Y. Onose, Y. Tokura, and N. P. Ong. Unusual Hall Effect Anomaly in MnSi under Pressure. *Physical Review Letters*, 102:186601, May 2009. 36, 38
- [83] N. Nagaosa and Y. Tokura. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions. *Nature Nanotechnology*, 8(12):899–911, 2013. 36, 38, 39
- [84] S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Böni. Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet. *Science*, 323(5916):915–919, 2009. 36, 37, 38
- [85] X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, and Y. Tokura. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. *Nature*, 465, 2010. 37, 38, 39
- [86] A. Bogdanov and D. A. Yablonskii. Thermodynamically stable “vortices” in magnetically ordered crystals. The mixed state of magnets. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 68(01):101, 1989. 36
- [87] A. Bogdanov and A. Hubert. Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 138(3):255 – 269, 1994. 36
- [88] A.N. Bogdanov, U. K. Rößler, and C. Pfleiderer. Modulated and localized structures in cubic helimagnets. *Physica B: Condensed Matter*, 359361(0):1162 – 1164, 2005. Proceedings of the International Conference on Strongly Correlated Electron Systems. 37
- [89] I. Dzyaloshinsky. A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 4(4):241 – 255, 1958. 37
- [90] R. N. Igarashi. *Estudo teórico de nanoestruturas magnéticas em superfícies metálicas*. PhD thesis, Universidade de São Paulo – Instituto de Física, Outubro 2012. 37

- [91] M. Bode, M. Heide, K. V. Bergmann, P. Ferriani, S. Heinze, G. Bihlmayer, A. Kubetzka, O. Pietzsch, S. Blugel, and R. Wiesendanger. Chiral magnetic order at surfaces driven by inversion asymmetry. *Nature*, 447:190–193, 2007. 37
- [92] N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J. E. Bickel, B. Wolter, K. von Bergmann, A. Kubetzka, and R. Wiesendanger. Writing and Deleting Single Magnetic Skyrmions. *Science*, 341(6146):636–639, 2013. 37
- [93] A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz, A. Rosch, R. Ritz, P. G. Niklowitz, and P. Böni. Topological Hall Effect in the A Phase of MnSi. *Physical Review Letters*, 102:186602, May 2009. 38, 55
- [94] C. Pappas, E. Lelièvre-Berna, P. Falus, P. M. Bentley, E. Moskvin, S. Grigoriev, P. Fouquet, and B. Farago. Chiral Paramagnetic Skyrmion-like Phase in MnSi. *Physical Review Letters*, 102:197202, May 2009. 38, 55
- [95] C. Felser. Skyrmions. *Angewandte Chemie International Edition*, 52(6):1631–1634, 2013. 38, 39
- [96] M. Nagao, Y.-G. So, H. Yoshida M. Isobe, T. Hara, K. Ishizuka, and K. Kimoto and. Direct observation and dynamics of spontaneous skyrmion-like magnetic domains in a ferromagnet. 8:325–328. 38, 55
- [97] A. B. Butenko, A. A. Leonov, A. N. Bogdanov, and U. K. Röbber. Influence of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction on vortex states in magnetic nanodisks. *Journal of Physics: Conference Series*, 200(4):042012, 2010. 39
- [98] Y. M. Luo, C. Zhou, C. Won, and Y. Z. Wu. Effect of Dzyaloshinskii–Moriya interaction on magnetic vortex. *AIP Advances*, 4(4):–, 2014. 39
- [99] H. Hoffmann and F. Steinbauer. Single domain and vortex state in ferromagnetic circular nanodots. *Journal of Applied Physics*, 92(9):5463–5467, 2002. 43
- [100] K. L. Metlov. Analytical approximations to the core radius and energy of magnetic vortex in thin ferromagnetic disks. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 343(0):55–59, 2013. 43
- [101] M. T. Johnson, P.J.H. Bloemen, F.J.A. den Broeder, and J.J. de Vries. Magnetic anisotropy in metallic multilayers. *Reports on Progress in Physics*, 59(11):1409, 1996. 44, 45
- [102] M. M. Soares, E. de Biasi, L. N. Coelho, M. C. dos Santos, F. S. de Menezes, M. Knobel, L. C. Sampaio, and F. Garcia. Magnetic vortices in tridimensional nanomagnetic caps observed using transmission electron microscopy and magnetic force microscopy. *Physical Review B*, 77:224405, Jun 2008. 44, 75
- [103] E. R. P. Novais, P. Landeros, A. G. S. Barbosa, M. D. Martins, F. Garcia, and A. P. Guimarães. Properties of magnetic nanodots with perpendicular anisotropy. *Journal of Applied Physics*, 110(5):053917, 2011. 47, 61, 75, 78, 91, 96, 105

- [104] A. G. S. Barbosa. *Estudo de microestruturas magnéticas por Microscopia de Força Magnética*. PhD thesis, Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear, Junho 2010. 47
- [105] C. Moutafis, S. Komineas, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, and P. Eames. Vortices in ferromagnetic elements with perpendicular anisotropy. *Physical Review B*, 74:214406, Dec 2006. 53
- [106] E. R. P. de Novais. *Congurações Magnéticas de Nanopontos Circulares e Elípticos*. PhD thesis, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Dezembro 2009. 59, 63
- [107] J. K. Ha, R. Hertel, and J. Kirschner. Micromagnetic study of magnetic configurations in submicron permalloy disks. *Physical Review B*, 67(22):224432–9, Jun 2003. 70
- [108] M. Schneider, J. Liszkowski, M. Rahm, W. Wegscheider, D. Weiss, H. Hoffmann, and J. Zweck. Magnetization configurations and hysteresis loops of small permalloy ellipses. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 36(18):2239, 2003. 70
- [109] T. Okuno, K. Mibu, and T. Shinjo. Two types of magnetic vortex cores in elliptical permalloy dots. *Journal of Applied Physics*, 95(7):3612–3617, 2004. 70
- [110] P. Vavassori, N. Zaluzec, V. Metlushko, V. Novosad, B. Ilic, and M. Grimsditch. Magnetization reversal via single and double vortex states in submicron Permalloy ellipses. *Physical Review B*, 69(21):214404, Jun 2004. 70
- [111] D. Altbir, J. Escrig, P. Landeros, F. S. Amaral, and M. Bahiana. Vortex core size in interacting cylindrical nanodot arrays. *Nanotechnology*, 18(48):485707, 2007. 75
- [112] K. L. Metlov and Y. P. Lee. Map of metastable states for thin circular magnetic nanocylinders. *Applied Physics Letters*, 92(11):112506, 2008. 75
- [113] T. S. Machado, T. G. Rappoport, and L. C. Sampaio. Static and dynamic properties of vortices in anisotropic magnetic disks. *Applied Physics Letters*, 93(11):112507, 2008. 75, 91
- [114] M. Rahm, M. Schneider, J. Biberger, R. Pulwey, J. Zweck, D. Weiss, and V. Umansky. Vortex nucleation in submicrometer ferromagnetic disks. *Applied Physics Letters*, 82(23):4110–4112, 2003. 76
- [115] M. Schneider, H. Hoffmann, and J. Zweck. Lorentz microscopy of circular ferromagnetic permalloy nanodisks. *Applied Physics Letters*, 77(18):2909–2911, 2000. 76
- [116] A. Fernandez and C. J. Cerjan. Nucleation and annihilation of magnetic vortices in submicron-scale Co dots. *J. Appl. Phys*, 87(3):1395–1401, 2000.

- [117] K. Y. Guslienko and K. L. Metlov. Evolution and stability of a magnetic vortex in a small cylindrical ferromagnetic particle under applied field. *Phys. Rev. B*, 63:100403, Feb 2001. 79, 80, 83, 84, 86
- [118] K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi. Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays. *Physical Review B*, 65:024414, Dec 2001. 79, 80
- [119] Mejía-López, D. Altbir, A. H. Romero, X. Batlle, Igor V. Roshchin, Chang-Peng Li, and Ivan K. Schuller. Vortex state and effect of anisotropy in sub-100-nm magnetic nanodots. *Journal of Applied Physics*, 100(10):104319, 2006.
- [120] J. Mejía-López, D. Altbir, P. Landeros, J. Escrig, A. H. Romero, Igor V. Roshchin, C.-P. Li, M. R. Fitzsimmons, X. Batlle, and Ivan K. Schuller. Development of vortex state in circular magnetic nanodots: Theory and experiment. *Physical Review B*, 81:184417, May 2010. 76
- [121] K.-M. Wu, L. Horng, J.-F. Wang, J.-C. Wu, Y.-H. Wu, and C.-M. Lee. Influence of asymmetry on vortex nucleation and annihilation in submicroscaled permalloy disk array. *Applied Physics Letters*, 92(26):262507, 2008. 76
- [122] R. K. Dumas, T. Gredig, C.-P. Li, I. K. Schuller, and K. Liu. Angular dependence of vortex-annihilation fields in asymmetric cobalt dots. *Phys. Rev. B*, 80:014416, Jul 2009. 76
- [123] G. Mihajlović, M. S. Patrick, J. E. Pearson, V. Novosad, S. D. Bader, M. Field, G. J. Sullivan, and A. Hoffmann. Temperature dependent nucleation and annihilation of individual magnetic vortices. *Applied Physics Letters*, 96(11):112501, 2010. 76
- [124] J. P. Davis, D. Vick, J. A. J. Burgess, D. C. Fortin, P. Li, V. Sauer, W. K. Hiebert, and M. R. Freeman. Observation of magnetic supercooling of the transition to the vortex state. *New J. Phys.*, 12(9):093033, 2010. 76
- [125] E. R. P. Novais, S. Allende, D. Altbir, P. Landeros, F. Garcia, and A. P. Guimarães. Effect of perpendicular uniaxial anisotropy on the annihilation fields of magnetic vortices. *Journal of Applied Physics*, 114(15):-, 2013. 80
- [126] K.-S. Lee and S.-K. Kim. Gyrotropic linear and nonlinear motions of a magnetic vortex in soft magnetic nanodots. *Applied Physics Letters*, 91(13):132511, 2007. 91
- [127] G. de Loubens, A. Riegler, B. Pigeau, F. Lochner, F. Boust, K. Y. Guslienko, H. Hurdequint, L. W. Molenkamp, G. Schmidt, A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich, N. Vukadinovic, and O. Klein. Bistability of Vortex Core Dynamics in a Single Perpendicularly Magnetized Nanodisk. *Physical Review Letters*, 102:177602, May 2009. 91, 111
- [128] K. Yu. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader. Magnetic vortex core dynamics in cylindrical ferromagnetic dots. *Phys. Rev. Lett.*, 96:067205, Feb 2006. 93

- [129] K. Y. Guslienko, R. Hernández Heredero, and O. Chubykalo-Fesenko. Non-linear gyrotropic vortex dynamics in ferromagnetic dots. *Phys. Rev. B*, 82:014402, Jul 2010. 93
- [130] S. Sugimoto, Y. Fukuma, S. Kasai, T. Kimura, A. Barman, and Y. Otani. Dynamics of Coupled Vortices in a Pair of Ferromagnetic Disks. *Physical Review Letters*, 106:197203, May 2011. 98, 105, 106
- [131] A. Vogel, A. Drews, T. Kamionka, M. Bolte, and G. Meier. Influence of Dipolar Interaction on Vortex Dynamics in Arrays of Ferromagnetic Disks. *Physical Review Letters*, 105:037201, Jul 2010. 98, 99, 100, 106
- [132] B. L. Mesler, P. Fischer, W. Chao, E. H. Anderson, and D.-H. Kim. Soft x-ray imaging of spin dynamics at high spatial and temporal resolution. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 25(6):2598–2602, NOV 2007.
- [133] H. Jung, K.-S. Lee, D.-E. Jeong, Y.-S. Choi, Y.-S. Yu, D.-S. Han, A. Vogel, L. Bocklage, G. Meier, M.-Y. Im, P. Fischer, and S.-K. Kim. Tunable negligible-loss energy transfer between dipolar-coupled magnetic disks by stimulated vortex gyration. *Scientific Reports*, 59:1–6, 2011. 100, 106, 117
- [134] O. V. Sukhostavets, J. M. Gonzalez, and K. Y. Guslienko. Magnetic Vortex Excitation Frequencies and Eigenmodes in a Pair of Coupled Circular Dots. *Applied Physics Express*, 4(6):065003, 2011. 99, 100, 106, 117
- [135] Y. Liu, Z. Hou, S. Gliga, and R. Hertel. Influence of the dynamic dipolar interaction on the current-induced core switch in vortex pairs. *Physical Review B*, 79:104435, Mar 2009.
- [136] A. Puzic, B. V. Waeyenberge, K. W. Chou, P. Fischer, H. Stoll, G. Schutz, T. Tyliczszak, K. Rott, H. Bruckl, G. Reiss, I. Neudecker, T. Haug, M. Buss, and C. H. Back. Spatially resolved ferromagnetic resonance: Imaging of ferromagnetic eigenmodes. *Journal of Applied Physics*, 97(10):10E704, 2005.
- [137] L. Bocklage, B. Krüger, R. Eiselt, M. Bolte, P. Fischer, and G. Meier. Time-resolved imaging of current-induced domain-wall oscillations. *Physical Review B*, 78:180405, Nov 2008.
- [138] P. Fischer. Exploring nanoscale magnetism in advanced materials with polarized X-rays. *Materials Science & Engineering R-Reports*, 72(5):81–95, 2011. 98, 106
- [139] A. Vogel, T. Kamionka, M. Martens, A. Drews, K. W. Chou, T. Tyliczszak, H. Stoll, B. V. Waeyenberge, and G. Meier. Coupled Vortex Oscillations in Spatially Separated Permalloy Squares. *Physical Review Letters*, 106:137201, Mar 2011. 98
- [140] O. V. Sukhostavets, J. González, and K. Y. Guslienko. Multipole magnetostatic interactions and collective vortex excitations in dot pairs, chains, and two-dimensional arrays. *Physical Review B*, 87:094402, Mar 2013. 98, 101, 106

- [141] H. Jung, Y.-S. Yu, K.-S. Lee, M.-Y. Im, P. Fischer, L. Bocklage, A. Vogel, M. Bolte, G. Meier, and S.-K. Kim. Observation of coupled vortex gyration by 70-ps-time- and 20-nm-space-resolved full-field magnetic transmission soft x-ray microscopy. *Applied Physics Letters*, 97(22):222502, 2010. 99, 100
- [142] J. P. Sinnecker, H. Vigo-Cotrino, F. Garcia, E. R. P. Novais, and A. P. Guimarães. Interaction between magnetic vortex cores in a pair of nonidentical nanodisks. *Journal of Applied Physics*, 115(20):–, 2014. 101, 106
- [143] E. L. Hahn. Spin Echoes. *Physical Review*, 80(4):580–594, Nov 1950. 107, 116
- [144] R. Antos, M. Urbanek, and Y. Otani. Controlling spin vortex states in magnetic nanodisks by magnetic field pulses. *Journal of Physics: Conference Series*, 200(4):042002, 2010. 109
- [145] C. P. Slichter. *Principles of Magnetic Resonance*. Springer, Berlin, 3rd edition, 1990. 110, 112
- [146] A. P. Guimarães. *Magnetismo e Ressonância Magnética em Sólidos*. Editora Edusp, São Paulo, primeira edition, 2009. 110, 125, 128
- [147] T. Butz. *Fourier Transformation for Pedestrians*. Springer, Berlin, 2006. 110
- [148] J. M. D. Coey. *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge, cambridge university press edition, 2009. 125
- [149] S. Blundell. *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford, first edition, 2001. 125
- [150] K. H. J. Buschow and F. R. de Boer. *Physics of Magnetism and Magnetic Materials*. Kluwer Academic Publishers, New York, 1 th edition, 2003. 130
- [151] R. Skomski e J. Zhou. *Advanced Magnetic Nanostructures*. Springer, New York, 2006. 131