



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA TERRA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA
TESE DE DOUTORADO

Dinâmica Generalizada para Sistemas Magnéticos Nanoestruturados

Sergio Murilo da Silva Braga Martins Junior

Natal-RN
Novembro, 2019.

Sergio Murilo da Silva Braga Martins Junior

Dinâmica Generalizada para Sistemas Magnéticos Nanoestruturados

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Norte como requisito para a obtenção do grau de Doutor em Física.

Física da Matéria Condensada:
Materiais Magnéticos e Propriedades Magnéticas da Matéria

Orientador

Prof. Dr. Artur da Silva Carriço

Co-orientador

Prof(a). Dr(a). Ana Lúcia Dantas

Natal-RN

Novembro, 2019

Universidade Federal do Rio Grande do Norte - UFRN
Sistema de Bibliotecas - SISBI
Catalogação de Publicação na Fonte. UFRN - Biblioteca Central Zila Mamede

Martins Junior, Sergio Murilo da Silva Braga.

Dinâmica generalizada para sistemas magnéticos
nanoestruturados / Sergio Murilo da Silva Braga Martins Junior.
- 2019.

135 f.: il.

Tese (doutorado) - Universidade Federal do Rio Grande do
Norte, Centro de Ciências Exatas e da Terra, Programa de Pós-
Graduação em Física, Natal, RN, 2019.

Orientador: Prof. Dr. Artur da Silva Carriço.

Coorientadora: Profa. Dra. Ana Lúcia Dantas.

1. Dinâmica de magnetização - Tese. 2. Espectro de excitações
- Tese. 3. Densidade de Estados - Tese. 4. Tensor de
Susceptibilidade Dinâmica - Tese. I. Carriço, Artur da Silva.
II. Dantas, Ana Lúcia. III. Título.

RN/UF/BCZM

CDU 537.67

Dedico esse trabalho à minha esposa, a meus pais, a meu irmão e familiares que foram meus alicerces durante toda a trajetória.

Agradecimentos

A Deus, em primeiro lugar sempre, meu pilar de sustentação e força.

Ao professor Artur da Silva Carriço, sujeito fundamental na realização deste trabalho, pela disposição, paciência, amizade, dedicação e segura orientação dados a minha humilde pessoa.

A professora Ana Lúcia Dantas por ter disponibilizado parte do seu tempo para me co-orientar, desenvolvendo papel bastante revelante para o desenvolvimento desse trabalho.

A minha amada esposa Simara Sousa de Medeiros Braga pelo amor, compreensão, carinho, atenção e admiração, sempre me dando apoio incondicional, muitas vezes sendo as minhas próprias pernas para me sustentar.

A meus pais Sergio Murilo Martins e Silvania Ribeiro, a meu irmão Arlindo Neto, a meus Tios Arlindo Junior, Vania Cristina, Viviane Martins e Andréa, à minha avó Deusa e a meus primos Natalia e Vinicius por todo apoio prestado durante a trajetória.

A família da minha esposa, em destaque meus sogros Abiezer e Soraia, e meus cunhados Ruthmara Sousa e Michael Jackson que também deram suporte durante a trajetória.

Aos meus companheiros de vida acadêmica pela amizade, conhecimento de vida, alegrias, estudos em grupo, viagens, apoio incondicional, críticas e elogios, idéias, sugestões e discussões, realizadas durante os 10 anos intensos da minha formação em Física. Em destaque, Ricardo Luis, italo Philipe, Fred Jorge, José de Ribamar, Greyson Januário, Wharley Gomes, Igo Henrique, Claudivan Moreira, Rafaela Medeiros, Veruska Benevides, Ana Carolina Matiucci, Lessandro Jorge, Adriano Santiago, Ricardo Borges, Silas Sarmiento, Leonardo Linhares, Gustavo Rebouças, Jayson Xavier, Jadson Dantas, Maria Aparecida e Desiane Amaral.

Aos amigos e irmãos na fé que durante minha estadia longe da família deram bastante apoio. Em destaque, Alef Sandeson, Aline Campelo, Edmarcio Soares, Widyane, Luana Cássia, Miguel Arcanjo, Cláudia Cartaxo, Joshua Portner, Israel Rodrigues, Rosaly, Estelle, Alderian, Matheus Suassuna, Lucas Romão, Pedro Paulo e Amanda Campelo.

Aos meus professores durante toda a trajetória acadêmica, pelo respeito, admiração, comprometimento profissional e aprendizado adquiridos durante a minha vida acadêmica.

A Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (Capes) pelo apoio financeiro concedido, o qual foi fundamental para o desenvolvimento do trabalho.

Viver é enfrentar um problema atrás do outro. O modo como você o encara é que faz a diferença.

Benjamin Franklin

RESUMO

A emissão de micro-ondas por materiais magnéticos em frequências bem localizadas é de grande interesse para futuras aplicações em nanotecnologia. Nesse trabalho foi desenvolvido um modelo generalizado para estudar os espectros de excitações de sistemas ferromagnéticos nanoestruturados fazendo uso de simulações micromagnéticas com implementação do método da matriz resolvente obtida através equação de Landau-Lifshitz e do método do tensor de susceptibilidade dinâmica. A primeira parte do trabalho foi dedicada ao desenvolvimento analítico das equações de movimento para um sistema ferromagnético nanoestruturado, segundo a teoria micromagnética, e das expressões dos elementos da matriz resolvente e dos elementos do tensor de susceptibilidade dinâmica generalizado. Foram, então, feitas aplicações dos modelos teóricos a sistemas como nanofitas ferromagnéticas magnetizadas uniformemente, paredes de domínio nucleadas em nanofitas ferromagnéticas acopladas a um substrato vicinal antiferromagnético e vórtices magnéticos em nanodiscos circulares. A matriz resolvente permite obter a densidade espectral de estados, e foi aplicada ao estudo de paredes de domínio. Foram identificados alguns modos de oscilação de paredes de domínio localizados em uma faixa de frequência que antecede a banda associada aos domínios magnéticos, e, através do tensor de susceptibilidade dinâmica, puderam ser identificados a distribuição espacial das excitações ao longo de toda a nanoestrutura. Com isso, podem ser analisadas as semelhanças e diferenças entre as excitações magnéticas localizadas nos domínios, nas paredes de domínio e no centro de vórtices magnéticos. Os modelos desenvolvidos nesse estudo poderão ser usados para prever as frequências de campos de micro-ondas específicas para excitar especificamente cada um dos modos de oscilação observados. A aplicação do modelo desenvolvido em sistemas como vórtices em nanodiscos e paredes de domínio aprisionadas por interação de troca na interface em multicamadas FM/AFM possibilitou identificar aumentos consideráveis nas frequências de ressonância. Para vórtices magnéticos, quanto menor é o diâmetro do nanodisco, maior é a frequência de ressonância, enquanto, para paredes de domínio, quanto mais estreita é a parede (altos campos de interface), maior é a frequência de ressonância.

Palavras-chave: dinâmica de magnetização, espectro de excitações, densidade de estados, tensor de susceptibilidade dinâmica.

ABSTRACT

Microwave emission by magnetic materials at well-localized frequencies is of great interest for future nanotechnology applications. In this work a generalized model was developed to study the excitation spectra of nanostructured ferromagnetic systems using micromagnetic simulations with the implementation of the solving matrix method obtained through the Landau-Lifshitz equation and the dynamic susceptibility tensor method. The first part of the work was devoted to the analytical development of the equations of motion for a nanostructured ferromagnetic system, according to micromagnetic theory, and the expressions of the resolving matrix elements and the generalized dynamic susceptibility tensor elements. The theoretical models are then applied to describe the excitation spectra of systems such as uniformly magnetized ferromagnetic nanostripes, domain walls of ferromagnetic nanostripes coupled to antiferromagnetic vicinal substrates and magnetic vortices of circular nanodisks. The resolvent matrix allows obtaining the spectral density of states, and is applied to the study the spectra of domain walls, allowing the characterization of some modes of walls oscillations in a frequency range below the magnetic domain spectral band. Using the dynamic susceptibility tensor, the spatial distribution of resonance modes along the entire nanostructure could be identified. Thus, the similarities and differences between the domain, domain wall and vortex magnetic excitations can be investigated using the theoretical models developed in this study. Thus, we suggest, it possible to predict microwave field values to specifically excite each of the observed oscillation modes. The application of the model developed in systems such as nanodisks vortices and domain walls pinned by exchange interaction at the multilayer FM/AFM interface made it possible to identify considerable increases in resonance frequencies. For magnetic vortices, the smaller the nanodisk diameter, the higher the resonant frequency, while for domain walls, the narrower the wall (higher interface fields), the higher the resonant frequency.

Keywords: magnetization dynamics, excitation spectra, state density, dynamic susceptibility tensor.

Lista de figuras

1	Ilustração de uma célula de simulação cúbica com aresta de d nm composta por 1000 células cristalinas de rede cúbica simples com parâmetro de rede a	p. 24
2	Fluxograma do Algoritmo.	p. 36
3	Filme ultrafino localizado no plano xy sujeito a um campo estático aplicado ao longo do eixo x e a um campo de micro-ondas aplicado no plano yz	p. 40
4	Representação ilustrativa da base fixa e da base local na célula i com torque magnético $\hat{m}_i \times \vec{H}_{eff}^i \approx \vec{0}$ minimizado na direção \tilde{x}_i	p. 47
5	Mapa de cores representando o valor numérico das somas dipolares. . .	p. 55
6	Tipos de Multicamadas F/AF.	p. 60
7	Padrão de magnetização e intensidade de campo efetivo em nanofitas de (a) Fe e (b) Py com dimensões de 600 nm \times 150 nm \times 10 nm e terraços longos de 300 nm e energia de interface $A_{int} = 0.4A$	p. 61
8	Espectros de excitação de domínio e de parede em fitas de Fe e Py com dimensões de 600 nm \times 150 nm \times 10 nm e terraços longos de 460 nm. Densidade de estados parcial para fita de (a) Fe e (b) Py, para energia de interface $A_{int} = 0.4A$	p. 63
9	Padrão de magnetização e intensidade de campo efetivo em nanofitas de (a) Fe e (b) Py com dimensões de 600 nm \times 150 nm \times 10 nm e terraços longos de 460 nm e energia de interface $A_{int} = A$	p. 64
10	Espectros de excitação de domínio e de parede em fitas de Fe e Py com dimensões de 600 nm \times 150 nm \times 10 nm e terraços longos de 300 nm. Densidade de estados parcial para fita de (a) Fe e (b) Py, para energia de interface $A_{int} = A$	p. 65

11	Padrão da Magnetização e intensidade de campo efetivo em nanofita de Fe com $600 \text{ nm} \times 150 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$, contendo domínios magnéticos nucleados transversalmente à nanofita. (a) Parede tipo vórtice com rigidez de troca na interface de $A_{int} = 0.4A$	p. 67
12	Espectros de excitação de domínio e de parede em nanofitas de Fe com dimensões de $600 \text{ nm} \times 150 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$ e terraços longos de 300 nm . Os domínios estão magnetizados transversalmente à nanofita. Densidade de estados parcial para as regiões (a) de domínio e parede e (b) para região central da parede tipo vórtice, ambas com rigidez de troca na interface dada por $A_{int} = 0.4A$	p. 68
13	Nanoelemento quadrado de Py com 250 nm de aresta e 10 nm de altura sujeito a um campo de 1 T ao longo do eixo x . O código barra de cores informa sobre a intensidade do campo efetivo local em T.	p. 78
14	Valores locais do campo de troca e do campo dipolar no nanoelemento quadrado de Py com 250 nm de aresta e 10 nm de altura sujeito a um campo de 1 T ao longo do eixo x	p. 79
15	Parte imaginária dos elementos não-nulos do tensor de susceptibilidade dinâmica referentes às amplitudes δs_y e δs_z com relações às componentes y e z do campo alternado.	p. 80
16	Contribuição local referente ao modos de oscilação abaixo da frequência de volume. O valor máximo está localizado próximo às bordas. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores corresponde à derivada da componente dinâmica $\delta s_y(l)$ com relação à componente h_y do campo oscilante	p. 81
17	Contribuição local na frequência de 41.70 GHz referente ao modo de oscilação localizado na região central do nanoelemento quadrado. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores corresponde à derivada da componente dinâmica $\delta s_y(l)$ com relação à componente h_y do campo oscilante.	p. 83
18	Contribuição local dos $\chi_{yy}(l)$ referente aos modos de oscilação de volume com inversão no sinal da derivada. Os modos localizam-se próximo ao modo de FMR e caracterizam os modos estacionários de ondas de spin.	p. 84

19	Comparação entre as frequências obtidas pela equação clássica da frequência de ressonância magnética (curva preta) com os valores de frequência obtidos pelo modelo desenvolvido para nanoestruturas magnéticas (pontos vermelhos).	p. 85
20	Nanofita ferromagnética esquemática com dimensões (l_x, l_y, l_z)	p. 87
21	Gráfico retirado da referência [20] apresentando estudo experimental sobre o aumento da frequência de ressonância para ondas estacionárias com a diminuição da largura da nanofita.	p. 88
22	Gráfico retirado da referência [36] apresentando as partes (a) real e (b) imaginária da susceptibilidade dinâmica para diferentes larguras em nanofitas de FeGa com 10 nm de altura e 500 nm de comprimento.	p. 89
23	Partes (a) Real e (b) Imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade dinâmica apresentando a variação da frequência de ressonância com a largura da nanofita de Py.	p. 90
24	Curvas de histerese para nanofitas de Py com dimensões 1 μm de comprimento, e 10 nm de altura.	p. 91
25	Contribuição local para a parte imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade no modo de domínio. A frequência calculada foi $f = 9.5$ GHz em uma nanofita de Py com dimensões 1 μm de comprimento, 100 nm de largura e 10 nm de altura, em estado de remanência. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores corresponde à derivada da componente dinâmica $\delta s_y(l)$ com relação à componente h_y do campo oscilante.	p. 92
26	Partes (a) Real e (b) Imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade dinâmica apresentando a variação da frequência de ressonância com a largura da nanofita de Fe(1000 nm \times W (nm) \times 10 nm).	p. 93
27	Filme ferromagnético (FM) sobre um substrato antiferromagnético vicinal (AF). O substrato AF exibe as duas sub-redes de forma que o filme FM está sujeito a um campo de interface variável.	p. 95

28	Mapa de vetores representando o ordenamento magnético da nanofita de Py com dimensões (156 x 45 x 6) nm ³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. O mapa de cores apresenta o valor local do campo efetivo em Tesla.	p. 95
29	Mapa do campo dipolar local indicando a direção e o módulo em Tesla para uma nanofita de Py com dimensões (156 x 45 x 6) nm ³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. . .	p. 96
30	Mapa do campo de troca local indicando a direção e o módulo em Tesla para uma nanofita de Py com dimensões (156 x 45 x 6) nm ³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. . .	p. 96
31	Variação da componente x da magnetização ao longo do eixo longitudinal. A grandeza Δ_{wall} representa largura da parede domínio calculada à meia altura.	p. 97
32	Parte imaginária do elemento χ_{xx} do tensor de susceptibilidade indicando a oscilação da amplitude dinâmica δs_x com relação à componente x do campo oscilante em um nanoelemento de Py com dimensões (156 x 45 x 6) nm ³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T.	p. 98
33	Contribuição local para a parte imaginária do elemento χ_{xx} do tensor de susceptibilidade para a frequência $f_1 = 9.22$ GHz em um nanoelemento de Py com dimensões (156 x 45 x 6) nm ³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores apresenta a derivada da componente dinâmica $\delta s_x(l)$ com relação à componente h_x do campo oscilante.	p. 99
34	Contribuição local para a parte imaginária do elemento χ_{xx} do tensor de susceptibilidade para a frequência $f_2 = 12.75$ GHz em um nanoelemento de Py com dimensões (156 x 45 x 6) nm ³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores apresenta a derivada da componente dinâmica $\delta s_x(l)$ com relação à componente h_x do campo oscilante.	p. 99

- 35 Parte imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade indicando as oscilações da amplitude dinâmica δs_y com relação à componente y do campo oscilante em um nanoelemento de Py com dimensões (156 x 45 x 6) nm³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. p. 100
- 36 Contribuição local para a parte imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade para a frequência $f_3 = 11.39$ GHz em um nanoelemento de Py com dimensões (156 x 45 x 6) nm³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores apresenta a derivada da componente dinâmica $\delta s_y(l)$ com relação à componente h_y do campo oscilante. p. 101
- 37 Contribuição local para a parte imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade para as frequências (a) $f_3 = 16.95$ e (b) $f_4 = 18.72$ GHz em um nanoelemento de Py com dimensões (156 x 45 x 6) nm³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores apresenta a derivada da componente dinâmica $\delta s_y(l)$ com relação à componente h_y do campo oscilante. p. 102
- 38 Parte imaginária do elemento χ_{zz} do tensor de susceptibilidade indicando as oscilações amplitude dinâmica δs_z com relação à componente z do campo oscilante em um nanoelemento de Py com dimensões (156 x 45 x 6) nm³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. p. 103
- 39 Contribuição local para a parte imaginária do elemento χ_{zz} do tensor de susceptibilidade para a frequência $f_5 = 18,45$ em um nanoelemento de Py com dimensões (156 x 45 x 6) nm³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0,556 T. p. 104
- 40 Influência do campo de interface sobre a largura δ da parede em um nanoelemento de Py com dimensões (156 x 45 x 6) nm³. p. 105
- 41 Deslocamento da banda de frequências de parede de domínio com variações no campo de interface. O espectro apresenta a parte imaginária do elemento χ_{xx} p. 105

42	Deslocamento da banda de frequências de parede de domínio com variações no campo de interface. O espectro apresenta a parte imaginária do elemento χ_{zz}	p. 106
43	Retirado da referência [3]. Parte imaginária de χ_{xx} e distribuição espacial dos modos de ressonância para as alturas de (a) 20 nm e (b) 80 nm. (c) variação dos valores de frequência com a altura.	p. 107
44	Curva de magnetização, do disco circular de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de nanômetro e campo externo aplicado ao longo do eixo z, para avaliar os estados magnéticos que se formam na remanência ($H = 0$). Os valores de campo externo nas fases apresentadas são: (a) 0.7 T e 0.51 T, (b) 0.26 T e 0 T. O mapa de cores apresenta o valor local do ângulo da magnetização local com o eixo z.	p. 108
45	Simetria entre os elementos (a) χ_{xx} e (b) χ_{yy} devido à isotropia magnetocristalina e geométrica em um nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.	p. 109
46	Simetria entre χ_{xx} e χ_{yy} devido à isotropia magnetocristalina do Py para o primeiro modo em 1.08 GHz. Nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.	p. 111
47	Simetria entre χ_{xx} e χ_{yy} devido à isotropia magnetocristalina do Py para o primeiro modo em 11.80 GHz. Nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.	p. 112
48	Simetria entre χ_{xx} e χ_{yy} devido à isotropia magnetocristalina do Py para o primeiro modo em 14.24 GHz. Nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.	p. 113
49	Parte imaginária do elemento χ_{zz} do tensor de susceptibilidade dinâmica para um nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT apresentando um modo de oscilação para a componente z do campo oscilante.	p. 114

50	Excitação local da componente dinâmica δs_z com relação à componente z do campo oscilante em um nanodisco de Py para o primeiro modo em 14.24 GHz. Nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.	p. 114
51	Modos de oscilação de alta frequência no elemento χ_{xx} do tensor de susceptibilidade em um nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.	p. 115
52	Simetria entre χ_{xx} e χ_{yy} devido à isotropia magnetocristalina do Py para o modo localizado em 21,56 GHz. Nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.	p. 115
53	Simetria entre χ_{xx} e χ_{yy} devido à isotropia magnetocristalina do Py para o modo localizado em 26.04 GHz. Nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.	p. 116
54	Aumento das frequências de ressonância para os modos de oscilação referente à componente dinâmica δs_x excitada pela componente h_x do campo oscilante.	p. 117
55	Aumento da frequência de ressonância para o modo de oscilação referente à componente dinâmica δs_z excitada pela componente h_z do campo oscilante.	p. 118
56	Componentes do Campo Externo nos eixos fixos	p. 131

Lista de tabelas

1	Materiais Magnéticos e seus parâmetros	p. 37
2	Comparação entre frequências e erro relativo	p. 86

Sumário

1	Introdução	p. 18
2	Teoria do Micromagnetismo	p. 22
2.1	Introdução	p. 22
2.2	Célula de Simulação	p. 23
2.3	Energias Magnéticas	p. 24
2.3.1	Interação de Troca	p. 25
2.3.2	Anisotropia Magnetocristalina Uniaxial	p. 31
2.3.3	Efeito Zeeman	p. 32
2.3.4	Interação Dipolar Magnética	p. 32
2.3.5	Campo Efetivo Local	p. 33
2.4	Cálculo auto-consistente	p. 34
3	Dinâmica de Sistemas Magnéticos Nanoestruturados	p. 38
3.1	Introdução	p. 38
3.2	Ressonância Ferromagnética (FMR)	p. 39
3.3	Generalização para Sistemas Magnéticos Nanoestruturados	p. 46
3.4	Limite de Filme Infinito Ultrafino	p. 51
4	Densidade de Estados para Nanoestruturas Magnéticas	p. 56
4.1	Matriz Resolvente	p. 56
4.2	Dinâmica de Paredes de Domínio	p. 59

5	Susceptibilidade Dinâmica de Nanoestruturas Magnéticas	p. 70
5.1	Introdução	p. 70
5.2	Susceptibilidade Dinâmica	p. 70
5.3	Nanoestrutura Quadrada Ultrafina	p. 76
5.4	Efeitos geométricos em nanofitas ferromagnéticas com magnetização uniforme	p. 87
5.5	Paredes de Domínio via Campos de Interface	p. 94
5.6	Vórtices em Nanodiscos Circulares	p. 106
6	Considerações finais	p. 119
6.1	Conclusões	p. 119
6.2	Perspectivas futuras	p. 121
	Referências	p. 122
	Apêndice A – Cálculos Auxiliares	p. 129
	Apêndice B – Publicações	p. 133
	Apêndice C – Apresentações	p. 134

1 Introdução

A sociedade atual vive em uma era na qual percebe-se o grande avanço tecnológico no desenvolvimento de computadores e dispositivos móveis. Os novos telefones celulares apresentam uma diversidade de funções e uma enorme capacidade de armazenar e processar informações com altíssimas velocidades, além de possuírem excelente resolução gráfica. Um dos passos iniciais para tal crescimento tecnológico consiste na evolução das Unidades de Disco Rígido (HDD) e das Memórias Magnéticas de Acesso Aleatório (MRAM)[1].

A evolução tecnológica desses dispositivos se deve à interdisciplinaridade do magnetismo com a eletrônica, dando origem ao que hoje chamamos de spintrônica. Diferentemente dos semicondutores, onde toda a eletrônica se deve às cargas, os dispositivos atuais da indústria de gravação magnética levam em consideração o spin do elétron [2, 3].

Atualmente, a corrente de spin polarizada (corrente em que a maioria dos elétrons possuem o mesmo spin) tem sido proposta como elemento revolucionário na indústria de gravação magnética, com sensores e antenas mais eficientes.

Uma das propostas para os dispositivos MRAM's consiste em uma célula de duas camadas ferromagnéticas separadas por uma camada não-magnética. A gravação magnética, nesse dispositivo, pode ser feita por uma corrente de spin polarizada que passa através da célula. A leitura da informação gravada é realizada através de medidas da Magnetoresistividade Anisotrópica (AMR), propriedade que refere-se à dependência da resistência com a orientação da magnetização [4].

A atenção de diversos grupos de pesquisa também foi despertada por processadores de informação compostos por materiais magnéticos. Tais dispositivos são elementos computacionais construídos através de estruturas denominadas de portas lógicas. Construídas com material magnético, alguns tipos de portas lógicas possuem sinais de entrada e saída representados pela direção de magnetização de nanoelementos magnéticos interagentes [5]. Uma possível arquitetura baseia-se em autômatos celulares, os quais utilizam cadeias de nanoelementos ferromagnéticos que interagem entre si via campo dipolar [6].

No caso de portas lógicas magnéticas, nanoelementos com alta anisotropia de forma permitem a definição precisa das direções da magnetização e a possível propagação de informação através da cadeia [7]. Um arranjo proposto pelo cruzamento de duas cadeias perpendiculares apresentou grande potencial na realização de funções lógicas universais, o qual mostrou-se capaz de executar todas as operações lógicas fundamentais [8].

Os tipos de estruturas magnéticas mencionadas até agora, entre outras, compostas por nanoelementos ou camadas interagentes, apresentam um fenômeno recorrente devido a passagem de corrente polarizada através de ambos. Tal fenômeno consiste na Transferência de Torque por Spin [9], através do qual momentos angulares de elétrons de condução em correntes polarizadas são transferidos para os momentos magnéticos dos ferromagnetos, sendo capaz de realizar a reversão da magnetização ou excitá-la, apresentando respostas significativas na dinâmica do sistema [10].

Nesse contexto, o estudo das configurações de equilíbrio, bem como o entendimento da dinâmica de materiais magnéticos nanoestruturados são atraentes devido às promissoras perspectivas quanto ao aperfeiçoamento de dispositivos spintrônicos [11]. Dentre eles podem ser citados dispositivos lógicos [12] e de memória [13], bem como osciladores de micro-ondas [14]. Vários trabalhos já foram desenvolvidos ao longo da última década na tentativa de compreender as fenomenologias associadas aos materiais magnéticos nanoestruturados. Entre os quais, podemos citar nanodiscos circulares [15] e elípticos [16], skyrmions [17], nanoelementos triangulares [18, 19], fios [20, 21], nanoanéis [22–24] e estruturas com cavidades [25–27].

O impacto da transferência de torque por spin em excitações de nanoestruturas magnéticas através do controle sobre a dinâmica de magnetização permite pensarmos em tecnologias mais eficientes, como osciladores nanométricos geradores de micro-ondas [28]. Um candidato promissor que exhibe tal característica é o vórtice magnético, uma estrutura com magnetização em fluxo fechado. A configuração magnética nesse caso é circular ou espiral, permanecendo no plano da estrutura, com exceção da magnetização perpendicular no núcleo [29].

Estudos mostram que o modo girotrópico [30] do vórtice magnético, ao ser excitado, apresenta frequências típicas em uma faixa de GHz bem definida com largura de linha em poucos MHz [31]. Tal largura pode ser reduzida em um sistema de vórtices magnéticos acoplados, tipo válvula de spin, em uma faixa de dezenas de kHz [32, 33], e a sincronização eficiente dos vórtices via campo dipolar pode ser alcançada utilizando campos externos na frequência de micro-ondas [34].

O controle sobre a susceptibilidade magnética dinâmica em alta faixa de frequência permite ajustes na frequência de ressonância de modos uniformes de oscilação em camadas ferromagnéticas interagentes [35]. A frequência de ressonância é função dos parâmetros geométricos do sistema magnético, e, para filmes magnéticos, estudos teóricos já demonstram a presença de dois picos no espectro, um referente ao modo de volume e outro referente ao modo de aresta [36].

A compreensão das propriedades dinâmicas da susceptibilidade magnética nos possibilita também ter conhecimentos mais apropriados sobre a reversão da magnetização em nanoelementos ferromagnéticos, podendo também limitar a velocidade de leitura e escrita em dispositivos magnéticos de armazenamento, exercendo papel fundamental no desenvolvimento de MRAM's. Anéis elípticos foram propostos para tal papel devido a presença de dois estados fundamentais da magnetização, apresentando deslocamento dos picos de oscilações devido a modificação de alguns parâmetros geométricos, como a largura do anel e a altura [37].

O objetivo desse trabalho consiste no desenvolvimento de um modelo teórico, partindo da equação dinâmica de Landau-Lifshitz, para a obtenção do espectro de excitações em sistemas ferromagnéticos nanoestruturados através da densidade de estados e do tensor susceptibilidade dinâmica implementados ao método de simulação micromagnética. Como estudo de caso, aplicamos o modelo desenvolvido em nanoelementos ferromagnéticos isolados (os resultados numéricos são checados com os resultados analíticos clássicos), em paredes de domínios aprisionadas em nanofitas ferromagnéticas através de interações de troca na interface com um substrato vicinal antiferromagnético, e em vórtices magnéticos.

No Capítulo 2 são discutidos os conceitos da teoria micromagnética, onde apresentamos as energias magnéticas envolvidas no estudo e seus respectivos campos, em uma formulação discreta, como é conveniente para a descrição de sistemas magnéticos nanoestruturados. O estudo da configuração de equilíbrio estático é baseado na teoria de campo local, que contempla campos de troca, de anisotropia, de interação dipolar e campo externo, de modo a encontrar a configuração de torque mínimo sobre a magnetização.

No Capítulo 3 é apresentada uma breve discussão sobre o fenômeno de ressonância magnética e uma aplicação direta do método do resolvente para a obtenção da densidade de estados e do tensor de susceptibilidade em um sistema ideal já consagrado na literatura. Em seguida, apresentamos o desenvolvimento das equações de movimento dinâmicas generalizadas para estudarmos nanoestruturas ferromagnéticas com diversos tipos de geometrias, além do teste de validade das equações.

No Capítulo 4, a partir da densidade de estados obtida pela técnica da matriz resolvente, é apresentado o espectro de excitações de paredes de domínios, nucleadas em nanofitas ferromagnéticas interagentes com um substrato antiferromagnético vicinal.

No Capítulo 5 são apresentadas as componentes do tensor de susceptibilidade dinâmica de filmes finos (com magnetização uniforme), nanofitas (com magnetização uniforme e com paredes de domínio) e nanodiscos circulares (com vórtices magnéticos). Finalmente, no Capítulo 6, são apresentadas as conclusões do estudo e algumas perspectivas futuras.

2 Teoria do Micromagnetismo

2.1 Introdução

Os avanços tecnológicos no ramo da ciência sofreram grandes influências do Magnetismo, uma área antiga que ainda desperta grande interesse em meio à comunidade acadêmica devido à sua vasta aplicabilidade. Entre algumas de suas aplicações podemos citar o desenho e a produção de dispositivos para gravação magnética e sensores magnetoresistivos [38–40], ambos para armazenamento e processamento de informação, tratamento de células cancerígenas por hipertermia magnética [41–43], vetorização magnética de fármacos [44–47], aumento na eficiência de imagens por contrastes em ressonância magnética [48–50], intervenção no crescimento de colônias de bactérias expostas a altos campos magnéticos [51], entre outros.

Oriundo da combinação do princípio de exclusão de Pauli com o termo coulombiano de repulsão eletrostática entre dois elétrons, o magnetismo vem a ser um fenômeno de origem quântica [52], o qual apresenta alto nível de complexidade.

Com o advento da nanotecnologia, os sistemas físicos diminuíram e suas superfícies e interfaces passaram a ser parte quantitativamente significativa. Nesse contexto, deixaram de ser descritos por variáveis de volume, que em magnetismo, na maioria das vezes, podiam ser representados por um macro spin.

Sendo assim, fez-se necessário o desenvolvimento de modelos teóricos, numéricos e analíticos, que pudessem ajudar na compreensão dos fenômenos magnéticos já observados, experimentalmente, e que fossem capazes de realizar a previsão do comportamento das propriedades magnéticas de determinados tipos de nanoestruturas, possibilitando algumas aplicações tecnológicas. Tal necessidade retomou a teoria do micromagnetismo, desenvolvida por William Fuller Brown Jr em meados das décadas de 50 e 60, no contexto de variáveis contínuas, e ampliou para a contexto de variáveis discretas a descrição quantitativa de propriedades magnéticas de sistemas nanoestruturados.

A teoria micromagnética é atualmente utilizada para estudos de nanoestruturas magnéticas via métodos computacionais. Os dois princípios fundamentais para o seu desenvolvimento foram revisados por Brown em seu livro [53] no ano de 1963, a Teoria de Curvas de Magnetização e a Teoria de Domínios, além dos estudos relacionados à equação de Landau-Lifshitz com aproximação linear [54]. O método consiste na descrição do processo de evolução da magnetização, em uma aproximação clássica, de um sistema fragmentado em células nanométricas representadas por dipolos magnéticos, no intuito de contornar limitações de tempo computacional e de memória para a realização dos cálculos numéricos.

2.2 Célula de Simulação

No desenvolvimento desse trabalho, os volumes internos mencionados anteriormente consistem em células com formato cúbico, tendo arestas de tamanho inferior ao comprimento de troca l_{exc} do material que é definido no Sistema Internacional de Medida (SI) por [55]:

$$l_{exc} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} \quad (2.1)$$

onde A e M_s correspondem à rigidez de troca e à magnetização de saturação do material, respectivamente, e μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo, dada por $4\pi \times 10^{-7}$ H/m.

Essa propriedade intrínseca do material faz uma estimativa do tamanho limite em que momentos magnéticos atômicos encontram-se alinhados paralelamente entre si, fato que garante interações de troca de ordem superior às interações dipolares, possibilitando o tratamento de tal região, da ordem de poucos nanômetros, como um único momento magnético, denominada célula de simulação [56].

Para exemplificar a efetividade do método, pensemos em um sistema magnético que consiste em uma nanofita de Fe com dimensões de 500 nm de comprimento por 100 nm de largura e 10 nm de altura. A descrição magnética é feita a partir das componentes dos momentos magnéticos.

Nesse caso, utilizando células de simulação cúbicas com 5 nm de aresta, são necessárias 12.000 variáveis magnéticas para simular a amostra. Em termos de células cristalinas, como o Fe possui parâmetro de rede igual a 0,287 nm e é um material com rede cristalina cúbica de corpo centrado, o sistema seria descrito por 127.118.644 variáveis magnéticas, tornando inviável a simulação computacional.

O número N de células cristalinas representados por uma célula de simulação é dado por:

$$N = n \left(\frac{d}{a} \right)^3, \quad (2.2)$$

sendo d a aresta da célula de simulação, a o parâmetro de rede cristalina e n o número de átomos da célula cristalina. Na Figura 1 apresentamos uma representação ilustrativa de uma célula de simulação de aresta d nm, com um momento magnético efetivo \vec{S} , que consiste de um certo número de células cristalinas de parâmetro de rede a .

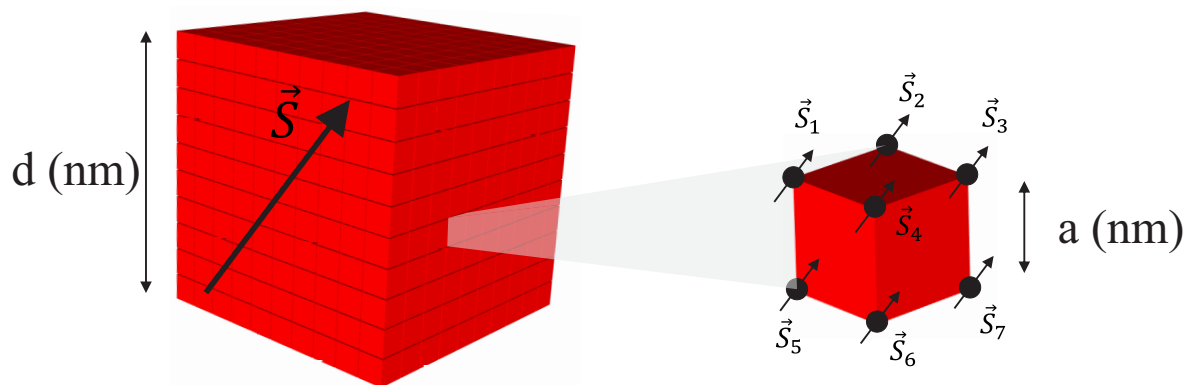


Figura 1: Ilustração de uma célula de simulação cúbica com aresta de d nm composta por 1000 células cristalinas de rede cúbica simples com parâmetro de rede a .

Com base no conceito de células simulações na teoria micromagnética, passamos a apresentar as energias relevantes na descrição de sistemas magnéticos nanoestruturados.

2.3 Energias Magnéticas

O estado magnético em que se encontra um determinado sistema está associado às energias magnéticas presentes, as quais podem ser tanto de interações internas ao material, quanto interações com agentes externos. Os diversos tipos de energias competem entre si e, juntamente à geometria do nanoelemento, determinam a configuração magnética que favorece ao estado menos energético em um dado instante.

Em micromagnetismo, o estado de minimização de energia ocorre com o alinhamento paralelo do momento magnético ao campo efetivo que age sobre o mesmo, representado por efeito de torque nulo. Esse campo efetivo é calculado levando em conta todas as energias magnéticas envolvidas no estudo [57, 58].

2.3.1 Interação de Troca

A energia de interação de troca em materiais ferromagnéticos está associada às interações, entre os momentos magnéticos atômicos, que favorecem um ordenamento paralelo entre si, sendo descrito pelo modelo proposto por Heisenberg. Tal modelo é obtido através da repulsão eletrostática entre os elétrons combinada ao Princípio de Exclusão de Pauli. Nesse tipo de material, a interação de troca tem valor considerável apenas para interações de primeiros vizinhos devido à grande diminuição no valor da integral de troca ao passar para interações com vizinhos de ordem superior [59]. Quantitativamente, a energia de interação de troca do i -ésimo momento magnético atômico com seus primeiros vizinhos é dada por:

$$E_{exc}^i = -J \sum_j \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.3)$$

Sendo a soma em j é exclusiva sobre os primeiros vizinhos, \vec{S}_i e \vec{S}_j são os operadores quânticos de spins interagentes e J é a integral de troca, com valores específicos para cada material magnético.

Na teoria de domínios é apropriado e conveniente considerar tais operadores como vetores clássicos, já que a variação angular entre os momentos de spins atômicos é muito pequena [60]. Sendo assim, da equação 2.3 temos:

$$E_{exc}^i = -JS^2 \sum_j \cos \phi_{ij},$$

onde $S = |\vec{S}_i| = |\vec{S}_j|$ e ϕ_{ij} é o ângulo entre os vetores \vec{S}_i e \vec{S}_j . Assim, definindo \hat{s}_i e \hat{s}_j como sendo vetores unitários que indicam as direções dos momentos magnéticos atômicos, temos $\cos \phi_{ij} = \hat{s}_i \cdot \hat{s}_j$, portanto:

$$E_{exc}^i = -JS^2 \sum_j \hat{s}_i \cdot \hat{s}_j.$$

Tratando-se agora de um produto interno entre dois vetores unitários, podemos escrevê-lo através da soma do produto de suas componentes, as quais são denominadas de cossenos diretores. Fazendo $\hat{s}_i = s_x(x_i, y_i, z_i)\hat{i} + s_y(x_i, y_i, z_i)\hat{j} + s_z(x_i, y_i, z_i)\hat{k}$, podemos reescrever a energia de troca do momento de spin \vec{S}_i da seguinte forma:

$$E_{exc}^i = -JS^2 \sum_j \left[s_x(x_i, y_i, z_i) s_x(x_j, y_j, z_j) + s_y(x_i, y_i, z_i) s_y(x_j, y_j, z_j) + s_z(x_i, y_i, z_i) s_z(x_j, y_j, z_j) \right] \quad (2.4)$$

Com a soma em j sendo realizada sobre os cossenos diretores de \hat{s}_j com relação aos eixos x , y e z . Utilizando a expansão em Série de Taylor para mais de uma variável dada por [61]

$$f(x_1, x_2, x_3) = \sum_n \frac{t^n}{n!} \left(\sum_{k=1}^3 \alpha_k \frac{\partial}{\partial x_k} \right)^n f(x_1, x_2, x_3) \Big|_{(x_k=x_{k0}, k=1,2,3)},$$

com $\alpha_k t = x_k - x_{k0}$ e utilizando $s_x(x_j, y_j, z_j) = s_x(j)$ para simplificação da notação, podemos expandir a componente x na seguinte forma:

$$\begin{aligned} s_x(j) = & s_x(i) + (x_j - x_i) \frac{\partial s_x(j)}{\partial x_j} \Big|_{j=i} + (y_j - y_i) \frac{\partial s_x(j)}{\partial y_j} \Big|_{j=i} + (z_j - z_i) \frac{\partial s_x(j)}{\partial z_j} \Big|_{j=i} \\ & + \frac{1}{2} \left[(x_j - x_i) \frac{\partial}{\partial x_j} + (y_j - y_i) \frac{\partial}{\partial y_j} + (z_j - z_i) \frac{\partial}{\partial z_j} \right]^2 s_x(j) \Big|_{j=i} + \dots \end{aligned}$$

Desenvolvendo o termo de segunda ordem e reorganizando ficamos com:

$$\begin{aligned} s_x(j) = & s_x(i) + x_{ij} \frac{\partial s_x(j)}{\partial x_j} \Big|_{j=i} + y_{ij} \frac{\partial s_x(j)}{\partial y_j} \Big|_{j=i} + z_{ij} \frac{\partial s_x(j)}{\partial z_j} \Big|_{j=i} + \frac{x_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial x_j^2} \Big|_{j=i} \\ & + \frac{y_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial y_j^2} \Big|_{j=i} + \frac{z_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial z_j^2} \Big|_{j=i} + y_{ij} z_{ij} \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial y_j \partial z_j} \Big|_{j=i} + x_{ij} y_{ij} \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial x_j \partial y_j} \Big|_{j=i} \\ & + z_{ij} x_{ij} \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial z_j \partial x_j} \Big|_{j=i} + \dots \end{aligned}$$

com x_{ij} , y_{ij} e z_{ij} representando as coordenadas do vetor distância entre os momentos de spin i e j . Cada momento de spin, identificado pelo índice i , possui dois vizinhos simétricos com relação ao posicionamento na rede. Logo, realizando-se a soma em j sobre todos os primeiros vizinhos, os termos com expoentes ímpares e os termos cruzados se cancelam devido a propriedade de simetria. Então, ficamos com:

$$\sum_j s_x(j) = \sum_j \left[s_x(i) + \frac{x_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial x_j^2} \Big|_{j=i} + \frac{y_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial y_j^2} \Big|_{j=i} + \frac{z_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial z_j^2} \Big|_{j=i} + \dots \right].$$

Retornando para a equação 2.4, podemos reescrevê-la na seguinte forma:

$$\begin{aligned}
E_{exc}^i = & -JS^2 \sum_j s_x(i) \left[s_x(i) + \frac{x_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial x_j^2} \Big|_{j=i} + \frac{y_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial y_j^2} \Big|_{j=i} + \frac{z_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial z_j^2} \Big|_{j=i} + \dots \right] \\
& -JS^2 \sum_j s_y(i) \left[s_y(i) + \frac{x_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_y(j)}{\partial x_j^2} \Big|_{j=i} + \frac{y_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_y(j)}{\partial y_j^2} \Big|_{j=i} + \frac{z_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_y(j)}{\partial z_j^2} \Big|_{j=i} + \dots \right] \\
& -JS^2 \sum_j s_z(i) \left[s_z(i) + \frac{x_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_z(j)}{\partial x_j^2} \Big|_{j=i} + \frac{y_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_z(j)}{\partial y_j^2} \Big|_{j=i} + \frac{z_{ij}^2}{2} \frac{\partial^2 s_z(j)}{\partial z_j^2} \Big|_{j=i} + \dots \right].
\end{aligned}$$

Utilizando a propriedade distributiva das componentes de célula (i) com o os termos entre colchetes e utilizando o módulo quadrado do vetor unitário $s_x^2(j) + s_y^2(j) + s_z^2(j) = 1$, temos:

$$\begin{aligned}
E_{exc}^i = & -JS^2 N_j - \frac{JS^2}{2} s_x(i) \sum_j \left[x_{ij}^2 \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial x_j^2} \Big|_{j=i} + y_{ij}^2 \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial y_j^2} \Big|_{j=i} + z_{ij}^2 \frac{\partial^2 s_x(j)}{\partial z_j^2} \Big|_{j=i} + \dots \right] \\
& - \frac{JS^2}{2} s_y(i) \sum_j \left[x_{ij}^2 \frac{\partial^2 s_y(j)}{\partial x_j^2} \Big|_{j=i} + y_{ij}^2 \frac{\partial^2 s_y(j)}{\partial y_j^2} \Big|_{j=i} + z_{ij}^2 \frac{\partial^2 s_y(j)}{\partial z_j^2} \Big|_{j=i} + \dots \right] \\
& - \frac{JS^2}{2} s_z(i) \sum_j \left[x_{ij}^2 \frac{\partial^2 s_z(j)}{\partial x_j^2} \Big|_{j=i} + y_{ij}^2 \frac{\partial^2 s_z(j)}{\partial y_j^2} \Big|_{j=i} + z_{ij}^2 \frac{\partial^2 s_z(j)}{\partial z_j^2} \Big|_{j=i} + \dots \right].
\end{aligned}$$

Com N_j representando o número de primeiros vizinhos. As derivadas parciais são realizadas no limite de $i = j$, portanto, podem ser retiradas da somatória, permanecendo o resultado inalterado. Considerando apenas a parte variável da energia ficamos com:

$$\begin{aligned}
E_{exc}^i = & -\frac{JS^2}{2} s_x(i) \left[\frac{\partial^2 s_x(i)}{\partial x_i^2} \sum_j x_{ij}^2 + \frac{\partial^2 s_x(i)}{\partial y_i^2} \sum_j y_{ij}^2 + \frac{\partial^2 s_x(i)}{\partial z_i^2} \sum_j z_{ij}^2 + \dots \right] \\
& -\frac{JS^2}{2} s_y(i) \left[\frac{\partial^2 s_y(i)}{\partial x_i^2} \sum_j x_{ij}^2 + \frac{\partial^2 s_y(i)}{\partial y_i^2} \sum_j y_{ij}^2 + \frac{\partial^2 s_y(i)}{\partial z_i^2} \sum_j z_{ij}^2 + \dots \right] \\
& -\frac{JS^2}{2} s_z(i) \left[\frac{\partial^2 s_z(i)}{\partial x_i^2} \sum_j x_{ij}^2 + \frac{\partial^2 s_z(i)}{\partial y_i^2} \sum_j y_{ij}^2 + \frac{\partial^2 s_z(i)}{\partial z_i^2} \sum_j z_{ij}^2 + \dots \right].
\end{aligned}$$

Com a sendo o parâmetro de rede, utilizando novamente a propriedade de simetria na rede e desprezando os termos de ordem superior a 2 concluímos que:

$$\begin{aligned}
\left[\sum_j x_{ij}^2 + \sum_j y_{ij}^2 + \sum_j z_{ij}^2 \right] &= \sum_j r_{ij}^2 = 6a^2 \\
\sum_j x_{ij}^2 = \sum_j y_{ij}^2 = \sum_j z_{ij}^2 &= 2a^2 = \frac{1}{3} \sum_j r_{ij}^2
\end{aligned}$$

onde r_{ij} é o módulo do vetor distância entre os momentos de spin atômicos. Então:

$$\begin{aligned} E_{exc}^i &= -\frac{JS^2}{6} s_x(i) \left[\frac{\partial^2 s_x(i)}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 s_x(i)}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2 s_x(i)}{\partial z_i^2} \right] \sum_j r_{ij}^2 \\ &\quad - \frac{JS^2}{6} s_y(i) \left[\frac{\partial^2 s_y(i)}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 s_y(i)}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2 s_y(i)}{\partial z_i^2} \right] \sum_j r_{ij}^2 \\ &\quad - \frac{JS^2}{6} s_z(i) \left[\frac{\partial^2 s_z(i)}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 s_z(i)}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2 s_z(i)}{\partial z_i^2} \right] \sum_j r_{ij}^2 \end{aligned}$$

ou ainda,

$$\begin{aligned} E_{exc}^i &= -JS^2 a^2 s_x(i) \left[\frac{\partial^2 s_x(i)}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 s_x(i)}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2 s_x(i)}{\partial z_i^2} \right] \\ &\quad - JS^2 a^2 s_y(i) \left[\frac{\partial^2 s_y(i)}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 s_y(i)}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2 s_y(i)}{\partial z_i^2} \right] \\ &\quad - JS^2 a^2 s_z(i) \left[\frac{\partial^2 s_z(i)}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 s_z(i)}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2 s_z(i)}{\partial z_i^2} \right] \end{aligned}$$

A qual pode ser reescrita utilizando o operador $\vec{\nabla}$. Logo:

$$E_{exc}^i = -JS^2 a^2 \left[s_x(i) \nabla^2 s_x(i) + s_y(i) \nabla^2 s_y(i) + s_z(i) \nabla^2 s_z(i) \right].$$

De maneira geral, podemos reescrever a energia de interação de troca na forma:

$$E_{exc}^i = -JS^2 a^2 \left(\hat{s}_i \cdot \nabla^2 \hat{s}_i \right) \quad (2.5)$$

Sabendo que $\vec{\nabla}(\hat{s}_i \cdot \hat{s}_i) = 0$, obtemos a seguinte identidade:

$$\hat{s}_i \cdot \nabla^2 \hat{s}_i = \left[\left(\nabla_{s_x(i)} \right)^2 + \left(\nabla_{s_y(i)} \right)^2 + \left(\nabla_{s_z(i)} \right)^2 \right].$$

Logo, substituindo na equação 2.5 ficamos com:

$$E_{exc}^i = JS^2 a^2 \left[\left(\nabla_{s_x(i)} \right)^2 + \left(\nabla_{s_y(i)} \right)^2 + \left(\nabla_{s_z(i)} \right)^2 \right] \quad (2.6)$$

A equação 2.6 corresponde ao formalismo clássico da energia de troca entre o momento magnético atômico de uma célula cristalina, possuindo parâmetro de rede a , com seus respectivos primeiros vizinhos. Considere agora a i -ésima célula de simulação cúbica de aresta d , composta por N células unitárias cristalinas. A energia de troca total da célula de simulação é dada pela energia total de N células cristalinas multiplicada por um fator

1/2 para não contabilizarmos repetições:

$$E_{exc}(i) = \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\left(\nabla_{s_x}(i) \right)^2 + \left(\nabla_{s_y}(i) \right)^2 + \left(\nabla_{s_z}(i) \right)^2 \right] \quad (2.7)$$

Aplicando o gradiente com relação às coordenadas x_i , y_i e z_i dos cossenos diretores temos:

$$\begin{aligned} E_{exc}(i) = & \frac{NJS^2a^2}{2} \left(\hat{i} \frac{\partial s_x(i)}{\partial x_i} + \hat{j} \frac{\partial s_x(i)}{\partial y_i} + \hat{k} \frac{\partial s_x(i)}{\partial z_i} \right)^2 + \\ & \frac{NJS^2a^2}{2} \left(\hat{i} \frac{\partial s_y(i)}{\partial x_i} + \hat{j} \frac{\partial s_y(i)}{\partial y_i} + \hat{k} \frac{\partial s_y(i)}{\partial z_i} \right)^2 + \\ & \frac{NJS^2a^2}{2} \left(\hat{i} \frac{\partial s_z(i)}{\partial x_i} + \hat{j} \frac{\partial s_z(i)}{\partial y_i} + \hat{k} \frac{\partial s_z(i)}{\partial z_i} \right)^2. \end{aligned}$$

Utilizando as propriedades do produto interno entre os vetores unitários de base temos:

$$\begin{aligned} E_{exc}(i) = & \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\left(\frac{\partial s_x(i)}{\partial x_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial s_x(i)}{\partial y_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial s_x(i)}{\partial z_i} \right)^2 \right] + \\ & \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\left(\frac{\partial s_y(i)}{\partial x_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial s_y(i)}{\partial y_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial s_y(i)}{\partial z_i} \right)^2 \right] + \\ & \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\left(\frac{\partial s_z(i)}{\partial x_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial s_z(i)}{\partial y_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial s_z(i)}{\partial z_i} \right)^2 \right]. \end{aligned}$$

Aplicando o método da diferença finita [62] e retornando à notação inicial $s_x(i) =$

$s_x(x_i, y_i, z_i)$ temos:

$$\begin{aligned}
E_{exc}(i) = & \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\left(\frac{s_x(x_i + d, y_i, z_i) - s_x(x_i, y_i, z_i)}{d} \right)^2 \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\left(\frac{s_x(x_i, y_i + d, z_i) - s_x(x_i, y_i, z_i)}{d} \right)^2 \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\left(\frac{s_x(x_i, y_i, z_i + d) - s_x(x_i, y_i, z_i)}{d} \right)^2 \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\left(\frac{s_y(x_i + d, y_i, z_i) - s_y(x_i, y_i, z_i)}{d} \right)^2 \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\left(\frac{s_y(x_i, y_i + d, z_i) - s_y(x_i, y_i, z_i)}{d} \right)^2 \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\left(\frac{s_y(x_i, y_i, z_i + d) - s_y(x_i, y_i, z_i)}{d} \right)^2 \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\left(\frac{s_z(x_i + d, y_i, z_i) - s_z(x_i, y_i, z_i)}{d} \right)^2 \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\left(\frac{s_z(x_i, y_i + d, z_i) - s_z(x_i, y_i, z_i)}{d} \right)^2 \right] + \dots
\end{aligned}$$

ou ainda,

$$\begin{aligned}
E_{exc}(i) = & \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\frac{s_x(x_i + d, y_i, z_i)^2 + s_x(x_i, y_i, z_i)^2 - 2s_x(x_i + d, y_i, z_i)\mu_x(x_i, y_i, z_i)}{d^2} \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\frac{s_x(x_i, y_i + d, z_i)^2 + s_x(x_i, y_i, z_i)^2 - 2s_x(x_i, y_i + d, z_i)\mu_x(x_i, y_i, z_i)}{d^2} \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\frac{s_x(x_i, y_i, z_i + d)^2 + s_x(x_i, y_i, z_i)^2 - 2s_x(x_i, y_i, z_i + d)\mu_x(x_i, y_i, z_i)}{d^2} \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\frac{s_y(x_i + d, y_i, z_i)^2 + s_y(x_i, y_i, z_i)^2 - 2s_y(x_i + d, y_i, z_i)\mu_y(x_i, y_i, z_i)}{d^2} \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\frac{s_y(x_i, y_i + d, z_i)^2 + s_y(x_i, y_i, z_i)^2 - 2s_y(x_i, y_i + d, z_i)\mu_y(x_i, y_i, z_i)}{d^2} \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\frac{s_y(x_i, y_i, z_i + d)^2 + s_y(x_i, y_i, z_i)^2 - 2s_y(x_i, y_i, z_i + d)\mu_y(x_i, y_i, z_i)}{d^2} \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\frac{s_z(x_i + d, y_i, z_i)^2 + s_z(x_i, y_i, z_i)^2 - 2s_z(x_i + d, y_i, z_i)\mu_z(x_i, y_i, z_i)}{d^2} \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\frac{s_z(x_i, y_i + d, z_i)^2 + s_z(x_i, y_i, z_i)^2 - 2s_z(x_i, y_i + d, z_i)\mu_z(x_i, y_i, z_i)}{d^2} \right] + \\
& \frac{NJS^2a^2}{2} \left[\frac{s_z(x_i, y_i, z_i + d)^2 + s_z(x_i, y_i, z_i)^2 - 2s_z(x_i, y_i, z_i + d)\mu_z(x_i, y_i, z_i)}{d^2} \right].
\end{aligned}$$

Escrevendo na forma de produto escalar temos

$$E_{exc}(i) = \frac{NJS^2a^2}{d^2} \left[\begin{aligned} &1 - \hat{s}(x_i + d, y_i, z_i) \cdot \hat{s}(x_i, y_i, z_i) \\ &1 - \hat{s}(x_i, y_i + d, z_i) \cdot \hat{s}(x_i, y_i, z_i) \cdot \\ &1 - \hat{s}(x_i, y_i, z_i + d) \cdot \hat{s}(x_i, y_i, z_i) \end{aligned} \right]$$

Definindo a constante da rigidez de troca do material A como sendo:

$$A = \frac{NJS^2}{a} \quad (2.8)$$

e utilizando a equação 2.2, podemos reescrever a energia de troca da seguinte forma

$$E_{exc}(i) = \frac{VA}{d^2} \sum_j \left(1 - \hat{s}(i) \cdot \hat{s}(j) \right) \quad (2.9)$$

onde $\hat{s}(i)$ é a direção da momento de spin local da i -ésima célula de simulação e $V = d^3$ representa o volume da célula de simulação.

2.3.2 Anisotropia Magnetocristalina Uniaxial

Nos materiais magnéticos existe um tipo de energia que está relacionada às orientações privilegiadas dos momentos magnéticos. Essa energia depende da orientação da magnetização com os eixos cristalográficos, sendo denominada de energia de anisotropia magnetocristalina. Em outras palavras, existem determinados eixos cristalográficos que favorecem o estado de menor energia para a magnetização. Tal propriedade, originada da formação cristalina de cada material, permite caracterizar os sólidos como magnetos duros ou moles [56, 63–65].

No caso de uma célula de simulação, a energia de anisotropia magnetocristalina uniaxial é obtida multiplicando-se a energia de uma única célula cristalina pelo volume da célula de simulação [66]:

$$E_{anis}(i) = -VK \left(\hat{s}(i) \cdot \hat{e} \right)^2 \quad (2.10)$$

onde K é a constante de anisotropia do material magnético e \hat{e} é o vetor unitário ao longo do eixo de fácil magnetização.

2.3.3 Efeito Zeeman

Na presença de campos magnéticos externos, os momentos dipolares possuem uma energia potencial magnética que depende da orientação que os mesmos possuem com relação ao campo aplicado. Tal energia é denominada de Energia Zeeman, e o estado menos energético, refere-se ao alinhamento paralelo do momento magnético local com o campo externo agindo sobre ele [60, 67, 68]. A energia Zeeman referente à interação entre o momento magnético de uma célula de simulação i com um campo magnético externo \vec{H} segue a mesma analogia da energia de anisotropia magnetocristalina com relação ao volume V que engloba os cristais, portanto:

$$E_{Zeeman}(i) = -VM_s \left(\hat{s}(i) \cdot \vec{H} \right) \quad (2.11)$$

onde M_s é a magnetização de saturação do material magnético.

2.3.4 Interação Dipolar Magnética

Outro tipo de energia associada à interação entre os momentos de dipolos magnéticos é a energia dipolar. Diferentemente da energia de troca, a qual favorece o alinhamento paralelo entre os momentos dipolares em ferromagnetos independente do posicionamento na rede e prevalecente apenas em primeiros vizinhos, a energia dipolar apresenta um caráter anisotrópico e corresponde a uma interação de longo alcance. Em suma, refere-se ao alinhamento de um dipolo com o campo magnético total produzido por todos os dipolos vizinhos. O processo de magnetização, a fase magnética que se forma no interior de um sólido e a variação da magnetização local nas proximidades das bordas possuem grande dependência com a minimização da energia dipolar [58, 65].

As energias dipolares dentro da nanoestrutura magnética serão tratadas a partir da interação magnetostática entre N dipolos magnéticos, os quais representam a magnetização local em cada célula de simulação. Portanto, a energia dipolar da i -ésima célula cristalina será dada por:

$$E_{dip}^i = M_s^2 V^2 \sum_{k \neq i} \left[\frac{\hat{s}(i) \cdot \hat{s}(k)}{r_{ik}^3} - \frac{3(\hat{s}(i) \cdot \vec{r}_{ik}) \cdot (\hat{s}(k) \cdot \vec{r}_{ik})}{r_{ik}^5} \right] \quad (2.12)$$

Para a realização da simulação micromagnética escrevemos os vetores distância em função da aresta d da célula de simulação. Portanto $\vec{r}_{ik} = d\vec{n}_{ik}$, com o vetor \vec{n}_{ik} contabilizando a distância em unidades de aresta entre as células.

Como o volume da célula é dado por $V = d^3$, a energia dipolar passa a ser expressa na seguinte forma:

$$E_{dip}^i = VM_s^2 \sum_{k \neq i} \left[\frac{\hat{s}(i) \cdot \hat{s}(k)}{n_{ik}^3} - \frac{3(\hat{s}(i) \cdot \vec{n}_{ik}) \cdot (\hat{s}(k) \cdot \vec{n}_{ik})}{n_{ik}^5} \right] \quad (2.13)$$

2.3.5 Campo Efetivo Local

A densidade de energia magnética total na i -ésima célula de simulação, levando em conta as interações discutidas anteriormente, é dada por:

$$E(i) = \frac{A}{d^2} \sum_{j \neq i} \left(1 - \hat{s}(i) \cdot \hat{s}(j) \right) - M_s \left(\hat{s}(i) \cdot \vec{H} \right) - K \left(\hat{s}(i) \cdot \hat{e} \right)^2 + M_s^2 \sum_{k \neq i} \left[\frac{\hat{s}(i) \cdot \hat{s}(k)}{n_{ik}^3} - \frac{3(\hat{s}(i) \cdot \vec{n}_{ik}) \cdot (\hat{s}(k) \cdot \vec{n}_{ik})}{n_{ik}^5} \right] \quad (2.14)$$

A partir da identificação das energias magnéticas que consideraremos na descrição de sistemas ferromagnéticos nanoestruturados, temos que o campo efetivo local, definido a partir do gradiente da densidade de energia com respeito à magnetização, é dado por:

$$\vec{H}_{eff}(i) = -\frac{1}{M_s} \vec{\nabla}_s E(i) \quad (2.15)$$

onde o operador gradiente nas variáveis do momento magnético é dado por:

$$\vec{\nabla}_s = \left(\frac{\partial}{\partial s_x(i)}, \frac{\partial}{\partial s_y(i)}, \frac{\partial}{\partial s_z(i)} \right).$$

Existem alguns softwares computacionais com alta eficiência para minimização de funções de várias variáveis. Porém, são limitados a um pequeno número de parâmetros. Tais softwares não podem ser utilizados para a minimização da energia em sistemas magnéticos nanoestruturados devido ao número, excessivamente grande, de parâmetros. Um dos métodos alternativos para realizar a minimização consiste no cálculo do campo efetivo sob a célula de simulação oriundo de todas as interações magnéticas envolvidas no estudo [66].

Nesse caso, faremos uso do cálculo de campo efetivo local auto-consistente, como mostraremos a seguir, para obter a configuração de equilíbrio de sistemas magnéticos nanoestruturados.

2.4 Cálculo auto-consistente

A filosofia de um cálculo numérico auto-consistente é baseada, essencialmente, em uma proposta de solução inicial e a partir dessa proposição buscar, iterativamente, a melhor solução, dentro de uma margem de erro refinada.

No caso de sistemas ferromagnéticos nanoestruturados é conveniente, sempre que possível, iniciar o sistema na condição de um alto campo externo aplicado, de modo que a inicialização da configuração da magnetização na condição de saturação, na direção do campo aplicado, seja razoável.

A partir da inicialização do sistema, calcula-se todas as componentes do campo efetivo local, que são dadas por:

1. Campo de Troca

Aplicando a equação 2.16 sobre a 2.9 obtemos o campo efetivo local com relação à interação de troca da célula i com suas seis primeiras células vizinhas:

$$\vec{H}_{troca}(i) = -\frac{A}{M_s d^2} \vec{\nabla}_{\hat{s}} \sum_j \left(1 - \hat{s}(i) \cdot \hat{s}(j) \right).$$

Assim, as componentes associadas às contribuições de troca são dadas por:

$$\begin{aligned} H_{troca}^x(i) &= \frac{A}{M_s d^2} \sum_{j \neq i} s_x(j) \\ H_{troca}^y(i) &= \frac{A}{M_s d^2} \sum_{j \neq i} s_y(j). \\ H_{troca}^z(i) &= \frac{A}{M_s d^2} \sum_{j \neq i} s_z(j) \end{aligned} \tag{2.16}$$

2. Campo de Anisotropia Uniaxial

Nos sistemas que estudaremos nesse trabalho, a anisotropia cristalina é exclusivamente uniaxial. Nesse caso, aplicando a equação 2.16 sobre a 2.11 obtemos o campo efetivo local na célula i com relação à anisotropia magnetocristalina uniaxial. Como o x é o eixo fácil, a componente do campo efetivo associado à anisotropia é dada por:

$$\vec{H}_{anis}(i) = \frac{2K}{M_s} \vec{\nabla}_{\hat{s}} \left(\hat{s}(i) \cdot \hat{x} \right).$$

Logo,

$$H_{anis}^x(i) = \frac{2K}{M_s} s_x(i) \quad (2.17)$$

3. Campo Zeeman

Aplicando a equação 2.16 sobre a 2.12 obtemos o campo efetivo local com relação ao efeito Zeeman sobre a célula i :

$$\vec{H}_{zeeman}(i) = \vec{\nabla} \left(\hat{s}(i) \cdot \vec{H} \right)$$

Portanto,

$$\vec{H}_{zeeman}(i) = \vec{H}, \quad (2.18)$$

4. Campo Dipolar

A partir das equações 2.16 e 2.14 obtemos o campo efetivo local com relação à interação dipolar da célula i com todas as outras células de simulação que compõem o sistema:

$$\vec{H}_{dip}(i) = -M_s \vec{\nabla} \left\{ \sum_{k \neq i} \left[\frac{\hat{s}(i) \cdot \hat{s}(k)}{n_{ik}^3} - 3 \frac{\left(\hat{s}(i) \cdot \vec{n}_{ik} \right) \cdot \left(\hat{s}(k) \cdot \vec{n}_{ik} \right)}{n_{ik}^5} \right] \right\}.$$

Nesse caso, as componentes do campo efetivo associadas às interações dipolares são dadas por:

$$\begin{aligned} H_{dip}^x(i) &= M_s \sum_{k \neq i} \left[\frac{3n_{ik}^x \left(s_x(k)n_{ik}^x + s_y(k)n_{ik}^y + s_z(k)n_{ik}^z \right)}{n_{ik}^5} - \frac{s_x(k)}{n_{ik}^3} \right] \\ H_{dip}^y(i) &= M_s \sum_{k \neq i} \left[\frac{3n_{ik}^y \left(s_x(k)n_{ik}^x + s_y(k)n_{ik}^y + s_z(k)n_{ik}^z \right)}{n_{ik}^5} - \frac{s_y(k)}{n_{ik}^3} \right] \\ H_{dip}^z(i) &= M_s \sum_{k \neq i} \left[\frac{3n_{ik}^z \left(s_x(k)n_{ik}^x + s_y(k)n_{ik}^y + s_z(k)n_{ik}^z \right)}{n_{ik}^5} - \frac{s_z(k)}{n_{ik}^3} \right] \end{aligned} \quad (2.19)$$

Assim sendo, o campo efetivo total, soma de todas as fontes de campo, sobre a célula i é dada por:

$$\vec{H}_{eff}^i = \vec{H}_{troca}(i) + \vec{H}_{anis}(i) + \vec{H} + \vec{H}_{dip}(i) \quad (2.20)$$

O estado de equilíbrio ocorre com a minimização do torque que o campo efetivo total exerce sobre a magnetização local. A tolerância mínima utilizada no estudo desenvolvido é da ordem de $\epsilon = 10^{-24} J$. Portanto:

$$M_s V \left(\hat{s}(i) \times \vec{H}_{eff}^i \right) \leq \epsilon \quad (2.21)$$

As etapas do método de cálculo numérico são ilustradas no fluxograma da Figura 2.

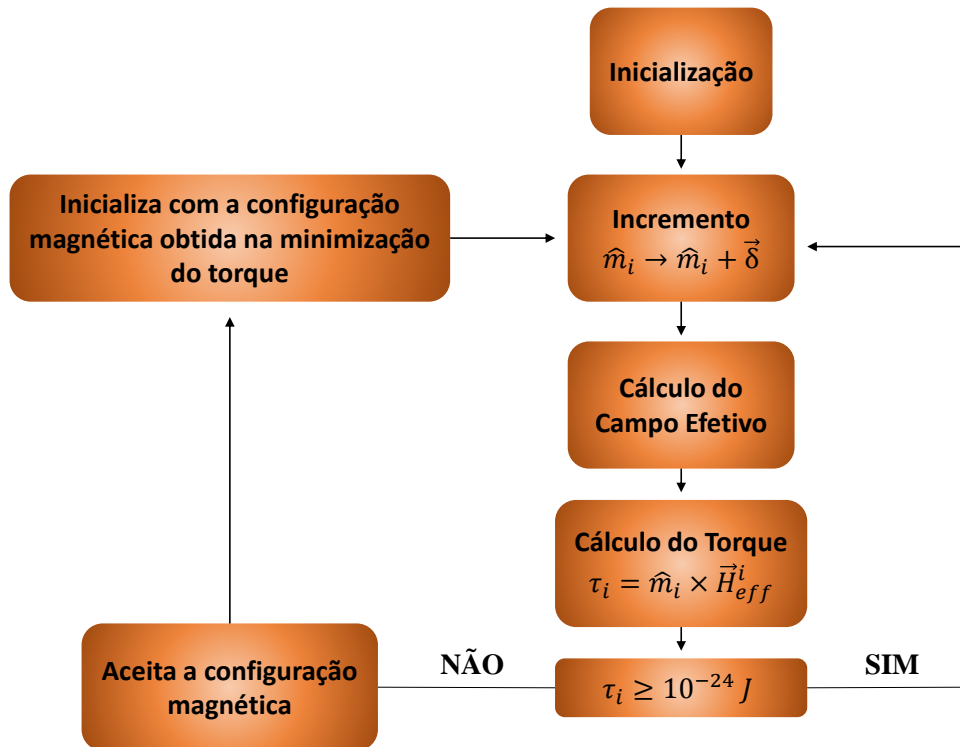


Figura 2: Fluxograma do Algoritmo.

No nosso trabalho serão consideradas nanoestruturas de permalloy ($\text{Py} = \text{Fe}_{80}\text{Ni}_{20}$) [69, 70] e ferro (Fe) [71, 72]. Os parâmetros magnéticos dos materiais são apresentados na Tabela 1.

Tabela 1: Materiais Magnéticos e seus parâmetros

	Fe	Py
$M_s(A/m)$	1.7×10^6	0.8×10^6
$A(J/m)$	2.5×10^{-11}	1.3×10^{-11}
$K(J/m^3)$	4.7×10^4	0
$l_{exc}(nm)$	11.7	17.9

3 Dinâmica de Sistemas Magnéticos Nanoestruturados

3.1 Introdução

Os materiais magnéticos têm sido estudados de forma muito ampla, tanto do ponto de vista de configurações de equilíbrio, no contexto de identificação de fases magnéticas, como do ponto de vista de propriedades dinâmicas.

Os efeitos dinâmicos na magnetização referem-se a uma classe de fenômenos magnéticos originados na dependência temporal das respostas observadas em uma amostra magnética sujeita a efeitos extrínsecos, como a influência de campos magnéticos externos, correntes elétricas ou correntes de spin polarizadas, temperatura, etc.

Nos limitaremos aos efeitos dinâmicos na presença de campos oscilantes externos. Esses efeitos se dividem em pós-efeitos e ressonância. Um exemplo de pós-efeito consiste no fato de que a aplicação de fortes campos magnéticos não leva o material imediatamente à saturação devido a alguns fenômenos que retardam o procedimento, como correntes de Foucault que se opõem ao crescimento da magnetização. Os fenômenos de ressonância são observados em materiais sujeitos a campos eletromagnéticos transversais à direção de equilíbrio dos spins, os quais absorvem energia desse campo [73].

O campo efetivo local é responsável por manter a magnetização em equilíbrio estático e possui contribuições dos campos de troca, anisotrópico e dipolares. Assim qualquer variação dinâmica, devido a campos oscilantes, provoca alterações de intensidades relativamente altas no padrão de campo local efetivo.

A precessão da magnetização em torno do equilíbrio é induzida mediante a aplicação de um fraco campo de micro-ondas transversal, responsável por gerar uma pequena perturbação na forma de torque, inclinando ligeiramente o momento magnético com relação ao eixo de equilíbrio. Isso ocorre em virtude da associação da magnetização com o momento angular [74].

Os estudos experimentais sobre ressonância são realizados aplicando-se valores intensos de campo estático sobre o material de modo a saturar a magnetização paralelamente a ele, fator que permite a linearização das equações de movimento nos estudos teóricos. Ou seja, o campo oscilante transversal de baixa intensidade possui uma determinada frequência angular ω (em rad/s) capaz de excitar a magnetização em pequenas amplitudes de oscilação.

A ressonância ferromagnética será observada quando o valor do campo estático corresponder as oscilações naturais do material com a mesma frequência angular ω do campo oscilante, ou seja, quando a frequência do campo oscilante for igual à frequência de precessão do momento magnético em torno do campo estático [66].

O fenômeno de ressonância ainda será observado em materiais ferromagnéticos mesmo que o campo aplicado não tenha intensidade suficiente para aniquilar o estado de multidomínio. Em casos como esse observa-se vários modos de ressonância oriundos de partes diferentes da amostra magnetizada em direções ligeiramente diferentes, bem como as oscilações de paredes de domínio. A largura dos picos de ressonância é determinada pelas perdas energéticas nos valores de frequência em que ocorrem a ressonância. Tais perdas ocorridas no movimento oscilatório são convertidas em calor no interior da amostra [64].

3.2 Ressonância Ferromagnética (FMR)

No fenômeno da ressonância magnética, os momentos magnéticos executam movimento de precessão em fase, de modo que o vetor de onda seja $k \approx 0$. Dependendo do sistema a ser estudado, observa-se ressonâncias ferromagnética ou antiferromagnética [73]. Para modos de vetor de onda em que k é aproximadamente nulo, correspondentes a um comprimento de onda infinito ($\lambda \rightarrow \infty$), tem-se oscilações em fase e com mesma amplitude de oscilação ao longo de toda a amostra, caracterizando o modo uniforme de oscilação. Entretanto, podem ocorrer situações em que o comprimento de onda é finito e as oscilações correspondem aos modos de ondas de spin estacionárias, com variáveis oscilando em fase, porém, possuindo amplitudes variando espacialmente. Nesse caso, o vetor de onda total permanece nulo. Essa variação espacial da amplitude acaba gerando influência das interações de troca e dipolar no cálculo da dinâmica, dando origens aos modos de troca e magnetostático, respectivamente. Esses dois modos são visíveis em amostras de tamanho reduzido, regime em que as interações de troca e dipolar tornam-se extremamente importantes [74].

O tratamento microscópico de ressonância ferromagnética é feito a partir do comutador do momento angular de spin com o hamiltoniano de spin, considerando todas as interações envolvidas. Entretanto, realizando algumas aproximações, a teoria quântica pode ser substituída por um tratamento semiclássico [60]. E portanto, a equação de movimento é dada por :

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \gamma\vec{s} \times \vec{H}_{eff}, \quad (3.1)$$

onde \vec{s} é o vetor momento magnético, \vec{H}_{eff} é o campo efetivo local que age sobre o mesmo e γ é o fator giromagnético (onde $\gamma = g\mu_B/\hbar$, $g \approx 2$, μ_B é o magneton de Bohr e \hbar é a constante de Planck).

Consideremos um filme ferromagnético fino sujeito a um intenso campo externo \vec{H} , aplicado ao longo do eixo de anisotropia uniaxial x , de modo que a magnetização seja saturada na direção do campo aplicado. Considerando o modo de excitação uniforme, no limite do vetor de onda $k \approx 0$, o campo efetivo é o mesmo em qualquer local do filme e os momentos magnéticos executam movimento de precessão em fase ao redor do eixo de equilíbrio, possuindo amplitudes locais iguais.

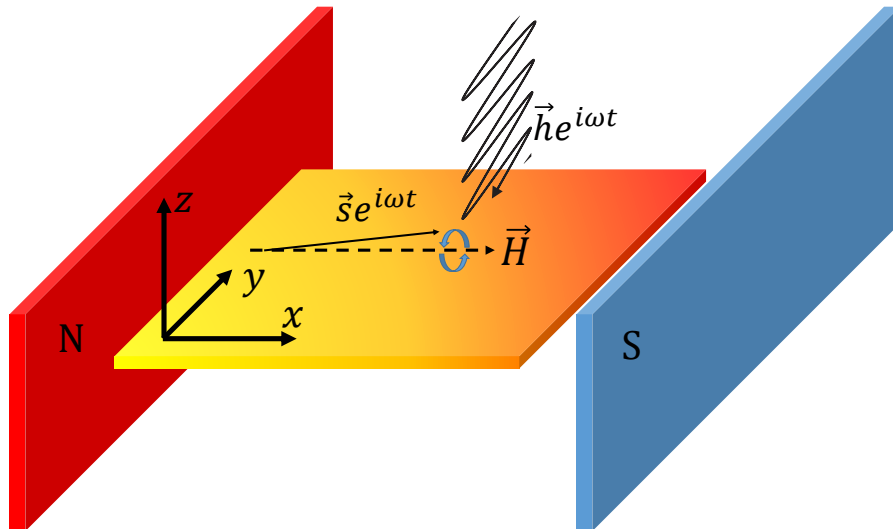


Figura 3: Filme ultrafino localizado no plano xy sujeito a um campo estático aplicado ao longo do eixo x e a um campo de micro-ondas aplicado no plano yz .

Nesse caso, não há custos energéticos com relação à variação na energia de troca, portanto podemos realizar uma simplificação do sistema representando-o por um macro spin na presença de um campo $\vec{H}_0 = \vec{H} + \vec{H}_a$, sendo \vec{H} o campo estático e \vec{H}_a o campo de anisotropia magnetocristalina, ambos alinhados com o eixo x . Observe a figura 3 adaptada de Oliveira [75].

Como o filme é infinito no plano xy , as oscilações dão origem a um campo desmagnetizante perpendicular a superfície do filme que é proporcional à amplitude $\delta s_z(t)$. Como queremos descrever variáveis magnéticas oscilando em torno de suas posições de equilíbrio, do tipo oscilador harmônico, podemos propor soluções com dependência temporal que envolva funções seno e cosseno na forma $e^{i\omega t}$.

A partir dessas considerações, o campo efetivo e a magnetização são dados respectivamente por:

$$\begin{aligned}\vec{H}_{eff}(t) &= \vec{H}_0 - 4\pi\delta\vec{s}_z(t) \\ \vec{s}(t) &= \vec{M}_0 + \delta\vec{s}(t)\end{aligned}\tag{3.2}$$

onde $\vec{M}_0 = (M_0, 0, 0)$ é o momento magnético paralelo ao campo estático e $\delta\vec{s}(t) = (0, \delta s_y, \delta s_z)e^{i\omega t}$ são as amplitudes de oscilação perpendiculares ao eixo de equilíbrio. O segundo termo na expressão para o campo efetivo representa o campo desmagnetizante ao longo do eixo z , perpendicular ao plano do filme.

• Densidade de Estados Global

O espectro de frequências do sistema é obtido através da densidade de estados, a qual informa o número de estados oscilando por frequência. A densidade de estados é obtida a partir da Matriz Resolvente, derivada da equação 3.1. Fazendo $\Omega = \omega/\gamma$, substituindo 3.2 em 3.1 e linearizando as equações de movimento, temos que:

$$\begin{cases} i\Omega\delta s_y = (H_0 + 4\pi M_0)\delta s_z, \\ i\Omega\delta s_z = -H_0\delta s_y \end{cases}\tag{3.3}$$

onde o sistema de equações em 3.3 corresponde às duas equações de movimento originadas da aproximação para um único momento magnético, sendo uma para cada componente de oscilação. Podemos representá-lo em notação matricial da seguinte forma:

$$\begin{pmatrix} 0 & H_0 + 4\pi M_0 \\ -H_0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta s_y \\ \delta s_z \end{pmatrix} = i\Omega \begin{pmatrix} \delta s_y \\ \delta s_z \end{pmatrix}\tag{3.4}$$

onde definimos uma matriz Φ como sendo:

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 & H_0 + 4\pi M_0 \\ -H_0 & 0 \end{pmatrix}\tag{3.5}$$

e o vetor de estado contendo as amplitudes de oscilação é dado por:

$$\delta\vec{s} = \begin{pmatrix} \delta s_y \\ \delta s_z \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Aplicando a matriz Φ novamente sobre a equação 3.4 obtemos:

$$\begin{pmatrix} 0 & H_0 + 4\pi M_0 \\ -H_0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} \delta s_y \\ \delta s_z \end{pmatrix} = i\Omega \begin{pmatrix} 0 & H_0 + 4\pi M_0 \\ -H_0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta s_y \\ \delta s_z \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \Omega_r^2 & 0 \\ 0 & \Omega_r^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta s_y \\ \delta s_z \end{pmatrix} = \Omega^2 \begin{pmatrix} \delta s_y \\ \delta s_z \end{pmatrix}$$

onde utilizamos a frequência de ressonância ferromagnética dada por $\Omega_r^2 = H_0(H_0 + 4\pi M_0)$ [60]. Evidenciando o vetor de estado δs obtemos:

$$\begin{pmatrix} \Omega^2 - \Omega_r^2 & 0 \\ 0 & \Omega^2 - \Omega_r^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta s_y \\ \delta s_z \end{pmatrix} = 0. \quad (3.7)$$

Nesse caso, a equação 3.7 é uma equação secular cuja matriz do resolvente $G(\Omega)$ é dada por:

$$G(\Omega) = \begin{pmatrix} \Omega^2 - \Omega_r^2 & 0 \\ 0 & \Omega^2 - \Omega_r^2 \end{pmatrix}^{-1}$$

ou ainda,

$$G(\Omega) = -\frac{1}{\Omega_r^2 - \Omega^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

Através da equação 3.8 conclui-se que a matriz do resolvente apresentará polos quando $\Omega = \Omega_r$, correspondendo à frequência de ressonância ferromagnética do filme infinito ultrafino.

• Tensor de Susceptibilidade Dinâmica

Afim de calcular o tensor de susceptibilidade dinâmica aplica-se um campo de microondas com pequenas amplitudes perpendiculares à direção de equilíbrio da magnetização, o qual será dado por $\vec{h}_{ac}(t) = (0, \delta h_y, \delta h_z)e^{i\omega t}$.

Portanto, o torque que o campo oscilante exerce sobre o momento magnético deve ser

acrescentado na equação 3.1. Nesse caso, temos que:

$$\frac{d\vec{s}(t)}{dt} = \gamma\vec{s} \times [\vec{H}_{eff}(t) + \vec{h}_{ac}(t)]. \quad (3.9)$$

Logo, separando as componentes de oscilação da magnetização, utilizando novamente $\Omega = \omega/\gamma$ e linearizando as equações de movimento com o acréscimo do termo de campo oscilante, temos:

$$\begin{cases} i\Omega\delta s_y = (H_0 + 4\pi M_0)\delta s_z - M_0\delta h_z \\ i\Omega\delta s_z = -H_0\delta s_y + M_0\delta h_y \end{cases}. \quad (3.10)$$

Desse modo, reescrevendo o sistema de equações 3.10 em notação matricial temos:

$$\begin{pmatrix} i\Omega & 0 \\ 0 & i\Omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta s_y \\ \delta s_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & H_0 + 4\pi M_0 \\ -H_0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta s_y \\ \delta s_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -M_0 \\ M_0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta h_y \\ \delta h_z \end{pmatrix}. \quad (3.11)$$

Manipulando a equação 3.11, iremos buscar uma relação direta entre o vetor de estado $\delta\vec{s}$ com o vetor de campo oscilante $\delta\vec{h}$, na forma $\delta\vec{s} = \chi\delta\vec{h}$, com χ representando o tensor de susceptibilidade dinâmica, onde o vetor de campo $\delta\vec{h}$ é definido por:

$$\delta\vec{h} = \begin{pmatrix} \delta h_y \\ \delta h_z \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

Evidenciando o vetor de estado $\delta\vec{s}$ na equação 3.11 ficamos com:

$$\begin{pmatrix} i\Omega & -(H_0 + 4\pi M_0) \\ H_0 & i\Omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta s_y \\ \delta s_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -M_0 \\ M_0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta h_y \\ \delta h_z \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

definindo a matriz $(i\Omega - \Phi)$, temos:

$$(i\Omega - \Phi) = \begin{pmatrix} i\Omega & -(H_0 + 4\pi M_0) \\ H_0 & i\Omega \end{pmatrix}.$$

Assim, calculando a inversa de $(i\Omega - \Phi)$ e aplicando sobre a equação 3.13, temos uma relação direta entre $\delta\vec{s}$ e $\delta\vec{h}$ na forma:

$$\begin{pmatrix} \delta s_y \\ \delta s_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\Omega & -(H_0 + 4\pi M_0) \\ H_0 & i\Omega \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} 0 & -M_0 \\ M_0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta h_y \\ \delta h_z \end{pmatrix},$$

sendo assim, o tensor de susceptibilidade dinâmica χ é dado por:

$$\chi = \begin{pmatrix} i\Omega & -(H_0 + 4\pi M_0) \\ H_0 & i\Omega \end{pmatrix}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} 0 & -M_0 \\ M_0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.14)$$

Calculando a inversa de $(i\Omega - \Phi)$ e efetuando o produto das matrizes em 3.14 obtemos:

$$\chi = \frac{1}{\Omega_r^2 - \Omega^2} \begin{pmatrix} M_0(H_0 + 4\pi M_0) & -iM_0\Omega \\ iM_0\Omega & M_0H_0 \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

onde $\Omega_r^2 = H_0(H_0 + 4\pi M_0)$. Portanto, através da equação 3.15 conclui-se que a susceptibilidade dinâmica também apresentará polos quando

$$\Omega = \Omega_r = \sqrt{(H + H_a)(H + H_a + 4\pi M_0)}, \quad (3.16)$$

que corresponde à frequência de ressonância ferromagnética do filme infinito ultrafino, reconhecida da literatura [60].

• Contorno de singularidade

A ressonância ferromagnética irá ocorrer exatamente no momento em que $\Omega = \Omega_r$, com Ω_r representando o valor da frequência de ressonância ferromagnética. Observe que nessa situação, tanto o tensor de susceptibilidade dinâmica em 3.15 quanto a matriz resolvente em 3.8 apresentam uma singularidade. Para remover o aspecto impróprio da definição da integral causado pelos polos reais do integrando deslocamos a frequência em uma quantidade imaginária infinitesimal $i\epsilon$ e aplicamos o teorema de Sokhotski-Plemelj [76, 77]. Temos então:

$$\chi = \frac{1}{\Omega_r^2 - (\Omega + i\epsilon)^2} \begin{pmatrix} M_0(H_0 + 4\pi M_0) & -iM_0(\Omega + i\epsilon) \\ iM_0(\Omega + i\epsilon) & M_0H_0 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

$$G(\Omega + i\epsilon) = -\frac{1}{\Omega_r^2 - (\Omega + i\epsilon)^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.18)$$

Podemos combinar as expressões 3.17 e 3.18 para escrever o tensor de susceptibilidade dinâmica χ em função da matriz do resolvente $G(\Omega + i\epsilon)$. Portanto:

$$\chi = -G(\Omega + i\epsilon) \begin{pmatrix} M_0(H_0 + 4\pi M_0) & -iM_0(\Omega + i\epsilon) \\ iM_0(\Omega + i\epsilon) & M_0H_0 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

O Teorema de Sokhotski-Plemelj é dado por:

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{x - x_0 \pm i\epsilon} = P \left(\frac{1}{x - x_0} \right) \mp i\pi \delta(x - x_0).$$

onde $P \left(\frac{1}{x-x_0} \right)$ é o Valor Principal de Cauchy e $\delta(x - x_0)$ é a função Delta de Dirac. Para aplicá-lo, precisamos manipular o coeficiente $[\Omega_r^2 - (\Omega + i\epsilon)^2]^{-1}$ de tal maneira que possamos escrevê-lo na forma $[\Omega_r \pm \Omega \pm i\epsilon]^{-1}$. Trabalhando isoladamente com esse coeficiente temos:

$$\frac{1}{\Omega_r^2 - (\Omega + i\epsilon)^2} = \frac{C_1}{\Omega_r + (\Omega + i\epsilon)} + \frac{C_2}{\Omega_r - (\Omega + i\epsilon)}$$

assim,

$$\frac{1}{\Omega_r^2 - (\Omega + i\epsilon)^2} = \frac{\Omega_r(C_1 + C_2) + (\Omega + i\epsilon)(C_2 - C_1)}{\Omega_r^2 - (\Omega + i\epsilon)^2}$$

ou ainda,

$$\begin{cases} \Omega_r(C_1 + C_2) = 1 \\ C_2 - C_1 = 0 \end{cases}.$$

Logo, a solução é dada por:

$$C_1 = C_2 = \frac{1}{2\Omega_r}.$$

e,

$$\frac{1}{\Omega_r^2 - (\Omega + i\epsilon)^2} = \frac{1}{2\Omega_r} \left[\frac{1}{\Omega_r + \Omega + i\epsilon} + \frac{1}{\Omega_r - \Omega - i\epsilon} \right]. \quad (3.20)$$

Dessa forma, aplicando o teorema de Sokhotski-Plemelj em ambos os termos dentro dos colchetes em 3.20 temos:

$$\frac{1}{\Omega_r^2 - (\Omega + i\epsilon)^2} = \frac{i\pi}{2\Omega_r} \delta(\Omega_r - \Omega). \quad (3.21)$$

Substituindo 3.21 em 3.18, podemos escrever a matriz do resolvente na forma:

$$G(\Omega + i\epsilon) = -\frac{i\pi}{2\Omega_r} \delta(\Omega_r - \Omega) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.22)$$

assim o espectro de excitação é obtido através da densidade de estados ($\rho(\Omega)$) como sendo parte imaginária do traço da matriz resolvente [78]. Logo,

$$\rho(\Omega) = -\frac{2\Omega}{\pi} \text{Im} [\text{Tr} G(\Omega + i\epsilon)]. \quad (3.23)$$

Substituindo 3.21 em 3.19, podemos escrever o tensor de susceptibilidade dinâmica

na forma:

$$\chi = \frac{i\pi}{2\Omega_r} \delta(\Omega_r - \Omega) \begin{pmatrix} M_0(H_0 + 4\pi M_0) & -iM_0\Omega \\ iM_0\Omega & M_0H_0 \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

A partir dos elementos χ_{yy} e χ_{zz} do tensor de susceptibilidade dinâmica em 3.24 podemos obter as densidades de estado polarizadas, escritas em função das partes imaginárias dos elementos do tensor, isolando a função delta de Dirac em cada elemento. Então:

$$\begin{aligned} \rho_{yy}(\Omega) &= \frac{2\Omega \operatorname{Im}(\chi_{yy})}{\pi M_0(H_0 + 4\pi M_0)} \\ \rho_{zz}(\Omega) &= \frac{2\Omega \operatorname{Im}(\chi_{zz})}{\pi M_0 H_0} \end{aligned} \quad (3.25)$$

Diferentemente da densidade de estado global em 3.23, a qual fornece todos os autovalores de frequência correspondentes às amplitudes de oscilação para qualquer direção de equilíbrio, as densidades de estado polarizadas em 3.25 fornecem o espectro de autofrequências de variáveis que oscilam em torno de uma direção de equilíbrio específica devido a dependência direta com os elementos do tensor de susceptibilidade dinâmica. A densidade $\rho_{yy}(\Omega)$ fornece as frequências de oscilação das amplitudes δs_y excitadas pela componente y do campo de microondas, enquanto a densidade $\rho_{zz}(\Omega)$ fornece as frequências de oscilação das amplitudes δs_z excitadas pela componente z do campo de microondas.

3.3 Generalização para Sistemas Magnéticos Nanoestruturados

Os sistemas magnéticos nanoestruturados, conforme apresentado no Capítulo 2, são descritos a partir de unidades, chamadas de células de simulações, livres para interagir entre si, tanto por efeitos de troca como por efeitos dipolares. Assim sendo, o modelo de macro spin, para o sistema todo, não é mais conveniente. Contudo, é oportuno representar cada célula de simulação por um momento magnético efetivo.

Todavia, é impossível que todas as direções de equilíbrio assumidas pela minimização do torque com o campo efetivo coincidam com um dos três eixos fixos de base. A nucleação de estados como multidomínio, vórtices, paredes de domínio, entre outros, originam um grande número de direções que minimizam o torque, situação que torna inviável a obtenção do espectro de excitação de maneira trivial.

Afim de obter as equações de movimento para qualquer direção de equilíbrio, realiza-se uma rotação sobre a base fixa $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ de tal maneira que um dos eixos (no caso, o eixo

\tilde{x}_i) da base rotacionada $(\tilde{x}_i, \tilde{y}_i, \tilde{z}_i)$ coincida com a direção de equilíbrio da magnetização local i . Observe a figura ilustração na figura 4.

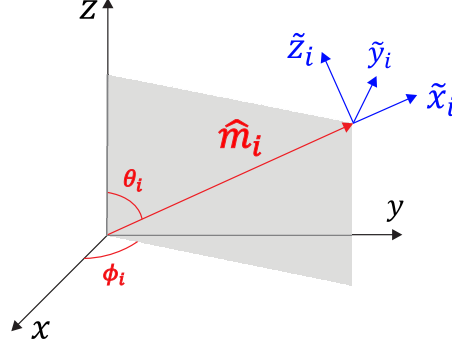


Figura 4: Representação ilustrativa da base fixa e da base local na célula i com torque magnético $\hat{m}_i \times \vec{H}_{eff}^i \approx \vec{0}$ minimizado na direção \tilde{x}_i

As rotações são realizadas em torno do eixo z em um ângulo ϕ_i e em torno do eixo y em um ângulo $\gamma_i = (\pi/2) - \theta_i$. Lembrando que o eixo de equilíbrio na base local é \tilde{x}_i . Em forma matricial, a base local é dada por:

$$\begin{pmatrix} \tilde{x}_i \\ \tilde{y}_i \\ \tilde{z}_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta_i \cos \phi_i & \sin \theta_i \sin \phi_i & \cos \theta_i \\ -\sin \phi_i & \cos \phi_i & 0 \\ -\cos \theta_i \cos \phi_i & -\cos \theta_i \sin \phi_i & \sin \theta_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

Logo a matriz de rotação é dada por:

$$R = \begin{pmatrix} \sin \theta_i \cos \phi_i & \sin \theta_i \sin \phi_i & \cos \theta_i \\ -\sin \phi_i & \cos \phi_i & 0 \\ -\cos \theta_i \cos \phi_i & -\cos \theta_i \sin \phi_i & \sin \theta_i \end{pmatrix},$$

e sua transposta é dada por:

$$R^T = \begin{pmatrix} \sin \theta_i \cos \phi_i & -\sin \phi_i & -\cos \theta_i \cos \phi_i \\ \sin \theta_i \sin \phi_i & \cos \phi_i & -\cos \theta_i \sin \phi_i \\ \cos \theta_i & 0 & \sin \theta_i \end{pmatrix}.$$

Como consequência teremos:

$$R^T R = 1$$

Assim podemos escrever os vetores da base fixa em função dos vetores da base rota-

cionada utilizando a matriz transposta de R . Então, temos que:

$$\begin{pmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta_i \cos \phi_i & -\sin \phi_i & -\cos \theta_i \cos \phi_i \\ \sin \theta_i \sin \phi_i & \cos \phi_i & -\cos \theta_i \sin \phi_i \\ \cos \theta_i & 0 & \sin \theta_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{x}_i \\ \tilde{y}_i \\ \tilde{z}_i \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

Em posse da matriz de rotação podemos reescrever a energia total para a i -ésima célula de simulação dada pela equação 2.14, em termos das componentes dos momentos nos eixos locais (rotacionados).

Considerando o número relativamente grande de termos da energia magnética, faremos algumas manipulações matemáticas (ver Apêndice A) para reorganizarmos a energia magnética, nos eixos locais.

A energia magnética de uma célula de simulação levando em conta interação de troca, efeito Zeeman, anisotropia magnetocristalina uniaxial e efeito dipolar, respectivamente, é dada por:

$$\begin{aligned} E(i) = & \frac{A}{d^2} \sum_{j \neq i} (1 - \hat{s}_i \cdot \hat{s}_j) - M_s (\hat{s}_i \cdot \vec{H}) - K_x (\hat{s}_i \cdot \hat{x})^2 \\ & + M_s^2 \sum_{k \neq i} \left[\frac{\hat{s}_i \cdot \hat{s}_k}{n_{ik}^3} - 3 \frac{(\hat{s}_i \cdot \vec{n}_{ik}) \cdot (\hat{s}_k \cdot \vec{n}_{ik})}{n_{ik}^5} \right] \end{aligned}$$

Assim, reescrevendo isoladamente cada termo da energia magnética total, e fazendo uso das manipulações matemáticas do Apêndice A, temos:

- Energia de troca, fazendo uso da Equação A.2 para o produto escalar $\hat{s}_i \cdot \hat{s}_j$:

$$\begin{aligned} E_{troca}^i = & \frac{A}{d^2} \sum_j \left[1 - s_i^{\tilde{x}} (s_j^{\tilde{x}} a_{ij} + s_j^{\tilde{y}} d_{ij} - s_j^{\tilde{z}} e_{ij}) \right] + \\ & \frac{A}{d^2} \sum_j \left[1 - s_i^{\tilde{y}} (s_j^{\tilde{y}} b_{ij} - s_j^{\tilde{x}} f_{ij} + s_j^{\tilde{z}} g_{ij}) \right] + \\ & \frac{A}{d^2} \sum_j \left[1 - s_i^{\tilde{z}} (s_j^{\tilde{z}} c_{ij} - s_j^{\tilde{x}} h_{ij} - s_j^{\tilde{y}} l_{ij}) \right] \end{aligned} \quad (3.28)$$

- Energia Zeeman, fazendo uso das equações A.6 e A.7 para o produto escalar $\hat{s}_i \cdot \vec{H}_{ex}$:

$$E_{zeeman}^i = -M_s (s_i^{\tilde{x}} H_i^{\tilde{x}} + s_i^{\tilde{y}} H_i^{\tilde{y}} + s_i^{\tilde{z}} H_i^{\tilde{z}}) \quad (3.29)$$

- Energia de anisotropia uniaxial em x , fazendo a substituição da componente $s_i^{\tilde{x}}$ na base local:

$$E_{anis}^i = -K_x (s_i^{\tilde{x}} s \theta_i c \phi_i - s_i^{\tilde{y}} s \phi_i - s_i^{\tilde{z}} c \theta_i c \phi_i)^2 \quad (3.30)$$

- Energia de interação dipolar, fazendo uso da equação A.2 para o produto escalar $\hat{s}_i \cdot \hat{s}_j$ e das equações A.4 e A.5 para escrever o produto escalar $\hat{s}_i \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_k)$:

$$\begin{aligned} E_{dip}^i = & M_s^2 \sum_k \left[\frac{s_i^{\tilde{x}}}{n_{ik}^3} (s_k^{\tilde{x}} a_{ik} + s_k^{\tilde{y}} d_{ik} - s_k^{\tilde{z}} e_{ik}) - \frac{3}{n_{ik}^5} s_i^{\tilde{x}} R_i^{\tilde{x}} (\hat{s}_k \cdot \vec{n}_{ik}) \right] + \\ & M_s^2 \sum_k \left[\frac{s_i^{\tilde{y}}}{n_{ik}^3} (s_k^{\tilde{y}} b_{ik} - s_k^{\tilde{x}} f_{ik} + s_k^{\tilde{z}} g_{ik}) - \frac{3}{n_{ik}^5} s_i^{\tilde{y}} R_i^{\tilde{y}} (\hat{s}_k \cdot \vec{n}_{ik}) \right] + \\ & M_s^2 \sum_k \left[\frac{s_i^{\tilde{z}}}{n_{ik}^3} (s_k^{\tilde{z}} c_{ik} - s_k^{\tilde{x}} h_{ik} - s_k^{\tilde{y}} l_{ik}) - \frac{3}{n_{ik}^5} s_i^{\tilde{z}} R_i^{\tilde{z}} (\hat{s}_k \cdot \vec{n}_{ik}) \right] \end{aligned} \quad (3.31)$$

Portanto, derivando as energias com relação às componentes da magnetização, nos eixos rotacionados, obtemos as expressões das componentes do campo efetivo local. Por conseguinte, temos:

$$\begin{aligned} H_{ef}^{\tilde{x}}(i) = & \frac{A}{M_S d^2} \sum_j (s_j^{\tilde{x}} a_{ij} + s_j^{\tilde{y}} d_{ij} - s_j^{\tilde{z}} e_{ij}) + H_i^{\tilde{x}} \\ & + \frac{2K_x}{M_s} (s_i^{\tilde{x}} s \theta_i c \phi_i - s_i^{\tilde{y}} s \phi_i - s_i^{\tilde{z}} c \theta_i c \phi_i) s \theta_i c \phi_i, \quad (3.32) \\ & - M_s \sum_k \left[\frac{1}{n_{ik}^3} (s_k^{\tilde{x}} a_{ik} + s_k^{\tilde{y}} d_{ik} - s_k^{\tilde{z}} e_{ik}) - \frac{3}{n_{ik}^5} R_i^{\tilde{x}} (\hat{s}_k \cdot \vec{n}_{ik}) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{ef}^{\tilde{y}}(i) = & \frac{A}{M_S d^2} \sum_j (s_j^{\tilde{y}} b_{ij} - s_j^{\tilde{x}} f_{ij} + s_j^{\tilde{z}} g_{ij}) + H_i^{\tilde{y}} \\ & - \frac{2K_x}{M_s} (s_i^{\tilde{x}} s \theta_i c \phi_i - s_i^{\tilde{y}} s \phi_i - s_i^{\tilde{z}} c \theta_i c \phi_i) s \phi_i, \quad (3.33) \\ & - M_s \sum_k \left[\frac{1}{n_{ik}^3} (s_k^{\tilde{y}} b_{ik} - s_k^{\tilde{x}} f_{ik} + s_k^{\tilde{z}} g_{ik}) - \frac{3}{n_{ik}^5} R_i^{\tilde{y}} (\hat{s}_k \cdot \vec{n}_{ik}) \right] \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned} H_{ef}^{\tilde{z}}(i) = & \frac{A}{M_S d^2} \sum_j (s_j^{\tilde{z}} c_{ij} - s_j^{\tilde{x}} h_{ij} - s_j^{\tilde{y}} l_{ij}) + H_i^{\tilde{z}} \\ & - \frac{2K_x}{M_s} (s_i^{\tilde{x}} s \theta_i c \phi_i - s_i^{\tilde{y}} s \phi_i - s_i^{\tilde{z}} c \theta_i c \phi_i) c \theta_i c \phi_i, \quad (3.34) \\ & - M_s \sum_k \left[\frac{1}{n_{ik}^3} (s_k^{\tilde{z}} c_{ik} - s_k^{\tilde{x}} h_{ik} - s_k^{\tilde{y}} l_{ik}) - \frac{3}{n_{ik}^5} R_i^{\tilde{z}} (\hat{s}_k \cdot \vec{n}_{ik}) \right] \end{aligned}$$

Considerando que cada momento magnético, localmente, está sob a direção de equilíbrio com pequenas amplitudes de oscilação perpendicular, faremos a simplificação de que

$s_i^{\tilde{x}} = |\hat{s}_i|$, podendo ser reescrito da seguinte forma:

$$\hat{s}_l(t) = \hat{s}_l + \delta\vec{s}_l(t) \quad (3.35)$$

onde $\delta\vec{s}_l(t)$ é perpendicular a posição de equilíbrio, de modo que $\hat{s}_l \cdot \delta\vec{s}_l = 0$ e $|\delta\vec{s}_l| \ll |\hat{s}_l|$. A dependência temporal proposta é da forma $e^{i\omega_l t}$.

Nesse caso, podemos reescrever as equações de movimento para cada momento magnético (l) da nanoestrutura.

$$\frac{d\delta\vec{s}_l}{dt} = \gamma\delta\vec{s}_l \times \vec{H}_{eff}(l). \quad (3.36)$$

Portanto, adotando $\Omega = \omega/\gamma$ e lembrando que as componentes dinâmicas são exclusivamente as componentes $\delta s_{\tilde{y}}(l)$ e $\delta s_{\tilde{z}}(l)$, obtemos as seguintes equações de movimento para a l -ésima célula de simulação:

$$\begin{cases} i\Omega\delta s_{\tilde{y}}(l) = \delta s_{\tilde{z}}(l)H_{ef}^{\tilde{x}}(l) - |\hat{s}_l|H_{ef}^{\tilde{z}}(l) \\ i\Omega\delta s_{\tilde{z}}(l) = |\hat{s}_l|H_{ef}^{\tilde{y}}(l) - \delta s_{\tilde{y}}(l)H_{ef}^{\tilde{x}}(l) \end{cases}. \quad (3.37)$$

Substituindo os campos efetivos em 3.37 por 3.32, 3.33 e 3.34, linearizando as equações de movimento para pequenas amplitudes de oscilação e desprezando os termos constantes ficamos com a componente \tilde{y} escrita na forma:

$$\begin{aligned} i\Omega\delta s_{\tilde{y}}(l) = & \delta s_{\tilde{z}}(l) \left[\frac{A}{M_S d^2} \sum_j a_{lj} + H_l^{\tilde{x}} + \frac{2K_x}{M_s} s^2 \theta_l c^2 \phi_l - M_s \sum_k \left(\frac{a_{lk}}{n_{lk}^3} - \frac{3}{n_{lk}^5} R_l^{\tilde{x}} R_k^{\tilde{x}} \right) \right] \\ & - \frac{A}{M_S d^2} \sum_j \left[c_{lj} \delta s_{\tilde{z}}(j) - l_{lj} \delta s_{\tilde{y}}(j) \right] \\ & - \frac{2K_x}{M_s} \left[\delta s_{\tilde{y}}(l) s \phi_l + \delta s_{\tilde{z}}(l) c \theta_l c \phi_l \right] c \theta_l c \phi_l \\ & + M_s \sum_k \left\{ \frac{1}{n_{lk}^3} \left[c_{lk} \delta s_{\tilde{z}}(k) - l_{lk} \delta s_{\tilde{y}}(k) \right] - \frac{3}{n_{lk}^5} R_l^{\tilde{z}} \left[\delta R_k^{\tilde{y}} s_{\tilde{y}}(k) + \delta R_k^{\tilde{z}} s_{\tilde{z}}(k) \right] \right\} \end{aligned}$$

Definindo a constante C_l como sendo:

$$C_l = \frac{A}{M_S d^2} \sum_j a_{lj} + H_l^{\tilde{x}} + \frac{2K_x}{M_s} s^2 \theta_l c^2 \phi_l - M_s \sum_k \left(\frac{a_{lk}}{n_{lk}^3} - \frac{3}{n_{lk}^5} R_l^{\tilde{x}} R_k^{\tilde{x}} \right)$$

e reorganizando os termos, a equação de movimento para a componente dinâmica \tilde{y} da

l-ésima célula de simulação será:

$$\begin{aligned}
i\Omega\delta s_{\tilde{y}}(l) &= \left(C_l - \frac{2K_x}{M_s} c^2 \theta_l c^2 \phi_l \right) \delta s_{\tilde{z}}(l) - \frac{A}{M_S d^2} \sum_j c_{lj} \delta s_{\tilde{z}}(j) \\
&+ M_s \sum_k \left(\frac{c_{lk}}{n_{lk}^3} - \frac{3}{n_{lk}^5} R_l^{\tilde{z}} R_k^{\tilde{z}} \right) \delta s_{\tilde{z}}(k) - \left(\frac{2K_x}{M_s} c \theta_l c \phi_l s \phi_l \right) \delta s_{\tilde{z}}(l). \quad (3.38) \\
&+ \frac{A}{M_S d^2} \sum_j l_{lj} \delta s_{\tilde{y}}(j) - M_s \sum_k \left(\frac{l_{lk}}{n_{lk}^3} + \frac{3}{n_{lk}^5} R_l^{\tilde{z}} R_k^{\tilde{y}} \right) \delta s_{\tilde{y}}(k)
\end{aligned}$$

Para a componente \tilde{z} temos:

$$\begin{aligned}
i\Omega\delta s_{\tilde{z}}(l) &= \frac{A}{M_S d^2} \sum_j \left[b_{lj} \delta s_{\tilde{y}}(j) + g_{lj} \delta s_{\tilde{z}}(j) \right] \\
&+ \frac{2K_x}{M_s} \left[\delta s_{\tilde{y}}(l) s \phi_i + \delta s_{\tilde{z}}(l) c \theta_i c \phi_i \right] s \phi_i \\
&- M_s \sum_k \left\{ \frac{1}{n_{lk}^3} \left[b_{lk} \delta s_{\tilde{y}}(k) + g_{lk} \delta s_{\tilde{z}}(k) \right] - \frac{3}{n_{lk}^5} R_l^{\tilde{y}} \left[R_k^{\tilde{y}} \delta s_{\tilde{y}}(k) + R_k^{\tilde{z}} \delta s_{\tilde{z}}(k) \right] \right\} \\
&- \delta s_{\tilde{y}}(l) \left[\frac{A}{M_S d^2} \sum_j a_{lj} + H_l^{\tilde{x}} + \frac{2K_x}{M_s} s^2 \theta_l c^2 \phi_l - M_s \sum_k \left(\frac{a_{lk}}{n_{lk}^3} - \frac{3}{n_{lk}^5} R_l^{\tilde{x}} R_k^{\tilde{x}} \right) \right]
\end{aligned}$$

Reorganizando os termos:

$$\begin{aligned}
i\Omega\delta s_{\tilde{z}}(l) &= \left(\frac{2K_x}{M_s} c \theta_i c \phi_i s \phi_i \right) \delta s_{\tilde{z}}(l) + \frac{A}{M_S d^2} \sum_j g_{lj} \delta s_{\tilde{z}}(j) \\
&- M_s \sum_k \left(\frac{g_{lk}}{n_{lk}^3} - \frac{3}{n_{lk}^5} R_l^{\tilde{y}} R_k^{\tilde{z}} \right) \delta s_{\tilde{z}}(k) + \left(\frac{2K_x}{M_s} s^2 \phi_i - C_l \right) \delta s_{\tilde{y}}(l). \quad (3.39) \\
&+ \frac{A}{M_S d^2} \sum_j b_{lj} \delta s_{\tilde{y}}(j) - M_s \sum_k \left(\frac{b_{lk}}{n_{lk}^3} - \frac{3}{n_{lk}^5} R_l^{\tilde{y}} R_k^{\tilde{y}} \right) \delta s_{\tilde{y}}(k)
\end{aligned}$$

As equações 3.38 e 3.39 correspondem às duas equações de movimento para a l-ésima célula de simulação em um sistema nanoestruturado composto por N células, totalizando $2N$ equações de movimento acopladas.

3.4 Limite de Filme Infinito Ultrafino

Afim de validarmos as equações de movimento desenvolvidas, analisaremos o caso limite de um filme infinito ultrafino. Consideremos um filme magnético infinito no plano xy , saturado ao longo da direção x com modo uniforme de oscilação. Nesse caso, podemos considerar que as componentes dinâmicas $\delta s_{\tilde{y}}(l)$ e $\delta s_{\tilde{z}}(l)$ são iguais em todas as células de

simulação l . Observando que no caso de saturação, $\phi_l = 0$ e $\theta_l = \pi/2$ para qualquer valor de l .

Os parâmetros definidos nas equações A.3 são funções dos ângulos locais e assumem os seguintes valores:

$$\begin{aligned} a_{lj} &= b_{lj} = c_{lj} = 1 \\ g_{lj} &= l_{lj} = 0 \\ H_l^{\tilde{x}} &= H_x \\ R_l^{\tilde{x}} &= X_{lk} \\ R_l^{\tilde{y}} &= Y_{lk} \\ R_l^{\tilde{z}} &= Z_{lk} \end{aligned}$$

Assim sendo, as equações de movimento tem as seguintes formas:

$$\begin{aligned} i\Omega\delta s_y(l) &= \left[\frac{6A}{M_S d^2} + H_x + \frac{2K_x}{M_S} - M_S \sum_k \left(\frac{1}{n_{lk}^3} - \frac{3X_{lk}^2}{n_{lk}^5} \right) \right] \delta s_z(l) - \frac{A}{M_S d^2} \sum_j \delta s_z(j) \\ &+ M_S \sum_k \left(\frac{1}{n_{lk}^3} - \frac{3Z_{lk}^2}{n_{lk}^5} \right) \delta s_z(k) - M_S \sum_k \left(\frac{3Y_{lk}Z_{lk}}{n_{lk}^5} \right) \delta s_y(k) \end{aligned} ;$$

e

$$\begin{aligned} i\Omega\delta s_z(l) &= M_S \sum_k \left(\frac{3Y_{lk}Z_{lk}}{n_{lk}^5} \right) \delta s_z(k) - M_S \sum_k \left(\frac{1}{n_{lk}^3} - \frac{3Y_{lk}^2}{n_{lk}^5} \right) \delta s_y(k) \\ &+ \frac{A}{M_S d^2} \sum_j \delta s_y(j) - \left[\frac{6A}{M_S d^2} + H_x + \frac{2K_x}{M_S} - M_S \sum_k \left(\frac{1}{n_{lk}^3} - \frac{3X_{lk}^2}{n_{lk}^5} \right) \right] \delta s_y(k) \end{aligned}$$

No limite de modo uniforme em que $\delta s_{\tilde{y}}(k) = \delta s_{\tilde{y}}(l)$ e $\delta s_{\tilde{z}}(k) = \delta s_{\tilde{z}}(l)$ para todos os valores de k e l . Logo:

$$\begin{aligned} \frac{A}{M_S d^2} \sum_j \delta s_y(j) &= \left(\frac{6A}{M_S d^2} \right) \delta s_y(l) \\ \frac{A}{M_S d^2} \sum_j \delta s_z(j) &= \left(\frac{6A}{M_S d^2} \right) \delta s_z(l) \end{aligned}$$

Isto posto, ao realizarmos as somas para mesmas amplitudes locais de oscilações, os termos referentes ao campo de troca se cancelam e as equações de movimento, de forma

simplificada, são dadas por:

$$i\Omega\delta s_{\bar{y}}(l) = \left[H_x + \frac{2K_x}{M_S} + 3M_S \sum_k \left(\frac{X_{lk}^2 - Z_{lk}^2}{n_{lk}^5} \right) \right] \delta s_z(l) - 3M_S \sum_k \left(\frac{Y_{lk}Z_{lk}}{n_{lk}^5} \right) \delta s_y(l), \quad (3.40)$$

e

$$i\Omega\delta s_z(l) = 3M_S \sum_k \left(\frac{Y_{lk}Z_{lk}}{n_{lk}^5} \right) \delta s_z(l) - \left[H_x + \frac{2K_x}{M_S} + 3M_S \sum_k \left(\frac{X_{lk}^2 - Y_{lk}^2}{n_{lk}^5} \right) \right] \delta s_y(l). \quad (3.41)$$

No limite de um filme com grandes dimensões no plano xy , as somas em k no segundo termo da equação 3.40 e nos dois termos da equação 3.41 se anulam por simetria. E nesse caso, podemos reescrever:

$$i\Omega\delta s_{\bar{y}}(l) = \left[H_x + \frac{2K_x}{M_S} + 3M_S \sum_k \left(\frac{X_{lk}^2 - Z_{lk}^2}{n_{lk}^5} \right) \right] \delta s_z(l) \quad (3.42)$$

$$i\Omega\delta s_z(l) = - \left[H_x + \frac{2K_x}{M_S} \right] \delta s_{\bar{y}}(l) \quad (3.43)$$

onde a soma em k no último termo de 3.42, resolvida numericamente, resulta em:

$$\sum_k \left(\frac{X_{lk}^2 - Z_{lk}^2}{n_{lk}^5} \right) = \frac{4\pi}{3}. \quad (3.44)$$

No caso de sistemas finitos abordados nesse trabalho, a presença de bordas dificulta a reprodução exata da expressão clássica (modo uniforme bem localizado). Como ocorre variação da magnetização local nas bordas devido à minimização da densidade superficial de cargas magnéticas, as somas dipolares presentes nas equações 3.40 e 3.41 não corresponderão ao valor numérico apresentado. Sendo assim, o espectro apresentará uma banda com largura na faixa de GHz, centrada na frequência de ressonância ferromagnética prevista. Observe a variação no valor das somas dipolares nas bordas apresentada na figura 5.

A figura 5(a) apresenta a soma dipolar que dará origem ao campo desmagnetizante proporcional à componente dinâmica perpendicular ao plano do filme, porém, apenas na

região central do sistema finito, e as figuras 5(b) e 5(c) apresentam as somas que deveriam se anular devido a simetria do plano infinito, entretanto, a soma na figura 5(b) apresenta valores não-nulos à medida em que se aproxima das bordas.

Portanto, as equações de movimento generalizadas para um sistema nanoestruturado composto por N células de simulação reproduzem as equações de movimento clássicas para ressonância ferromagnética, encontradas na literatura para as condições ideais de filme infinito.

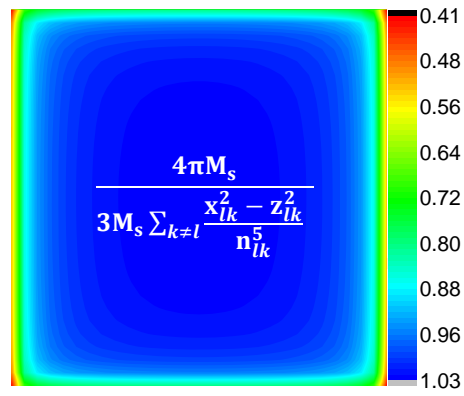
$$\begin{aligned} i\Omega\delta s_y(l) &= \left(H_x + \frac{2K_x}{M_S} + 4\pi M_S \right) \delta s_z(l) \\ i\Omega\delta s_z(l) &= - \left(H_x + \frac{2K_x}{M_S} \right) \delta s_y(l) \end{aligned}$$

Fazendo $H = H_x$, $H_a = 2K_x/M_S$ e $M_S = M_0$, temos

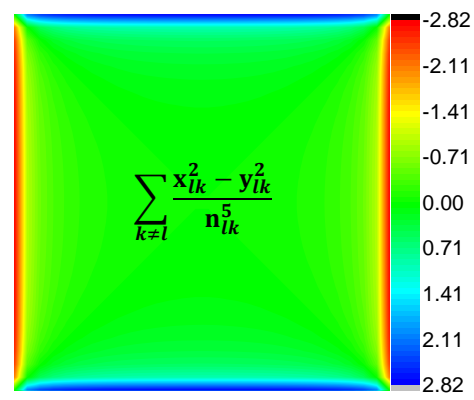
$$\begin{aligned} i\Omega\delta s_y(l) &= (H + H_a + 4\pi M_0) \delta s_z(l) \\ i\Omega\delta s_z(l) &= - (H + H_a) \delta s_y(l) \end{aligned}$$

Resolvendo o sistema de equações, recuperamos a expressão analítica reconhecida na literatura, conforme equação 3.16, onde

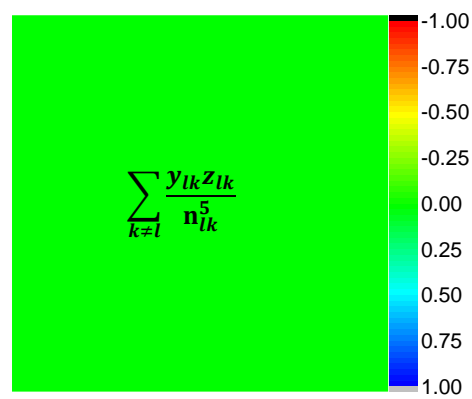
$$\Omega = \sqrt{(H + H_a)(H + H_a + 4\pi M_0)}. \quad (3.45)$$



(a)



(b)



(c)

Figura 5: Mapa de cores representando o valor numérico das somas dipolares.

4 Densidade de Estados para Nanoestruturas Magnéticas

A densidade de estados para um sistema magnético nanoestruturado é um tipo de função que nos permite expressar o número de estados por unidades de frequência [79].

O método de cálculo da densidade de estados é baseado nas amplitudes de oscilações dinâmicas perpendiculares à componente de equilíbrio do momento magnético em cada célula de simulação. Para um dado valor de frequência $f = \omega/2\pi$, o autovetor da equação secular, derivada da equação de Landau-Lifshitz, que é dada por

$$\frac{d\delta\vec{s}(l,t)}{dt} = \gamma\delta\vec{s}(l,t) \times \vec{H}_{eff}(l,t), \quad (4.1)$$

corresponde às oscilações em todas as células com mesmo valor de campo efetivo. Onde $\delta\vec{s}(l,t)$ é perpendicular a posição de equilíbrio. A dependência temporal proposta é da forma $e^{i\omega t}$ e usaremos $\Omega = \omega/\gamma$.

4.1 Matriz Resolvente

A partir da equação de movimento de Landau-Lifshitz, e linearizando as equações de tal modo que apenas os termos de primeira ordem nas amplitudes de oscilações dinâmicas contribuam para a equação de movimento, como fizemos no capítulo 3, obtivemos as equações 3.38 e 3.39.

Afim de compactar e simplificar a notação, vamos reescrever as equações de movimento 3.38 e 3.39 de uma forma generalizada, que é dada por:

$$i\Omega\delta s_\alpha(l) = \sum_k \sum_\beta \Lambda_{\alpha\beta}(l,k)\delta s_\beta(k), \quad (4.2)$$

onde $\Lambda_{\alpha\beta}(l, k)$ representa os $2N$ elementos da matriz Φ para o sistema nanoestruturado construído com N células de simulação. No caso ideal de filme infinito ultrafino obtivemos uma matriz (2×2) dada pela equação 3.5. Os índices α e β correspondem às duas componentes dinâmicas nas equações de movimento. As variáveis l e k representam a l -ésima e a k -ésima células de simulação, respectivamente.

Portanto, para um sistema composto por N células de simulação teremos um conjunto de $2N$ equações de movimento acopladas. Podemos utilizar a seguinte notação matricial:

$$\begin{pmatrix} \delta s_{\tilde{y}}(1) \\ \delta s_{\tilde{z}}(1) \\ \delta s_{\tilde{y}}(2) \\ \delta s_{\tilde{z}}(2) \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \\ M_3 \\ M_4 \\ \vdots \end{pmatrix}$$

e

$$\begin{pmatrix} \Lambda_{\tilde{y}\tilde{y}}(1, 1) & \Lambda_{\tilde{y}\tilde{z}}(1, 1) & \Lambda_{\tilde{y}\tilde{y}}(1, 2) & \Lambda_{\tilde{y}\tilde{z}}(1, 2) & \dots \\ \Lambda_{\tilde{z}\tilde{y}}(1, 1) & \Lambda_{\tilde{z}\tilde{z}}(1, 1) & \Lambda_{\tilde{z}\tilde{y}}(1, 2) & \Lambda_{\tilde{z}\tilde{z}}(1, 2) & \dots \\ \Lambda_{\tilde{y}\tilde{y}}(2, 1) & \Lambda_{\tilde{y}\tilde{z}}(2, 1) & \Lambda_{\tilde{y}\tilde{y}}(2, 2) & \Lambda_{\tilde{y}\tilde{z}}(2, 2) & \dots \\ \Lambda_{\tilde{z}\tilde{y}}(2, 1) & \Lambda_{\tilde{z}\tilde{z}}(2, 1) & \Lambda_{\tilde{z}\tilde{y}}(2, 2) & \Lambda_{\tilde{z}\tilde{z}}(2, 2) & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_{1,1} & \Phi_{1,2} & \Phi_{13} & \Phi_{1,4} & \dots \\ \Phi_{2,1} & \Phi_{2,2} & \Phi_{23} & \Phi_{2,4} & \dots \\ \Phi_{3,1} & \Phi_{3,2} & \Phi_{33} & \Phi_{3,4} & \dots \\ \Phi_{4,1} & \Phi_{4,2} & \Phi_{43} & \Phi_{4,4} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}$$

Os elementos da matriz Φ para índice i ímpar são definidos por:

$$\Phi_{i,j} = \begin{cases} \Lambda_{\tilde{y}\tilde{y}}(2i-1, k_j) & \text{se } |i-j| \text{ for par} \\ \Lambda_{\tilde{y}\tilde{z}}(2i-1, k_j) & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (4.3)$$

Os elementos da matriz Φ para índice i par são definidos por:

$$\Phi_{i,j} = \begin{cases} \Lambda_{\tilde{z}\tilde{y}}(i/2, k_j) & \text{se } |i-j| \text{ for ímpar} \\ \Lambda_{\tilde{z}\tilde{z}}(i/2, k_j) & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (4.4)$$

Nas equações 4.3 e 4.4, a variável k_j é definida por:

$$k_j = \begin{cases} (j+1)/2 & \text{se } j \text{ for ímpar} \\ j/2 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (4.5)$$

Então podemos reescrever a equação 4.2 na forma matricial, como:

$$i\Omega \begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_{1,1} & \Phi_{1,2} & \dots \\ \Phi_{2,1} & \Phi_{2,2} & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Aplicando a matriz Φ novamente sobre o vetor de estado M , da equação 4.6 temos:

$$\Omega^2 \begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \\ \vdots \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \Phi_{1,1} & \Phi_{1,2} & \dots \\ \Phi_{2,1} & \Phi_{2,2} & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \\ \vdots \end{pmatrix}$$

ou ainda,

$$\begin{pmatrix} \Omega^2 + \Phi_{1,1}^2 & \Phi_{1,2}^2 & \dots \\ \Phi_{2,1}^2 & \Omega^2 + \Phi_{2,2}^2 & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \\ \vdots \end{pmatrix} = 0, \quad (4.7)$$

Observe que a matriz Φ^2 é definida por:

$$\Phi_{ij}^2 = \sum_k \Phi_{i,k} \Phi_{k,j}$$

Como consequência, podemos escrever a seguinte equação:

$$\sum_j \left[\Omega^2 \delta_{i,j} + \left(\sum_k \Phi_{i,k} \Phi_{k,j} \right) \right] M_j = 0. \quad (4.8)$$

A equação 4.8 corresponde a uma equação secular $2N \times 2N$. Podemos obter as propriedades espectrais do operador Φ^2 adicionando uma pequena parte imaginária $i\epsilon$ infinitesimal em Ω . Nesse caso, a matriz resolvente é dada por:

$$G_{ij}(\Omega + i\epsilon) = \left[(\Omega + i\epsilon)^2 \delta_{i,j} + \sum_k \Phi_{i,k} \Phi_{k,j} \right]^{-1} \quad (4.9)$$

Assim, o espectro de excitação é obtido por meio da densidade de estados cobrindo toda a faixa do sistema ou fazendo a seleção de determinadas regiões para identificar diferentes tipos de modos ou bandas de frequências. A densidade de estados total $\rho(\Omega)$ é obtida a partir da parte imaginária do traço do resolvente, conforme fizemos no capítulo 3 na equação 3.23:

$$\rho(\Omega) = -\frac{2\Omega}{\pi} \text{Im} [\text{Tr} G(\Omega + i\epsilon)] \quad (4.10)$$

onde o traço ($\text{Tr } G(\Omega + i\epsilon)$) é dado por:

$$\text{Tr } G(\Omega + i\epsilon) = \sum_k G_{kk}(\Omega + i\epsilon). \quad (4.11)$$

Faremos um estudo de caso do método da densidade de estados para estudar o espectro de paredes de domínio.

4.2 Dinâmica de Paredes de Domínio

Atualmente existe grande interesse em conhecer e compreender as propriedades de paredes de domínio aprisionadas em diversos tipos de geometrias em nanoescala [80–84]. Além de questões fundamentais para estudos acadêmicos sobre novos padrões magnéticos devido às mudanças nas propriedades intrínsecas ao se produzir nanoestruturas magnéticas, existe também a motivação pela possível aplicação em dispositivos de memórias não-voláteis de alta performance [85, 86] e osciladores magnéticos [87].

Estudos sobre o impacto do confinamento geométrico com relação ao padrão das paredes de domínio e ao espectro de excitação, bem como os tipos de mecanismos utilizados para aprisioná-las, vem sendo relatados em trabalhos realizados recentemente [88–93].

O confinamento geométrico impõe restrições sobre o balanço entre as energias de troca e dipolar, ocasionando mudanças na magnetização da parede e na sua largura. A força restauradora e o espectro de excitação de paredes magnéticas pode ser influenciado diretamente pelo mecanismo de aprisionamento utilizado.

Consideramos a situação de aprisionamento de paredes de domínio ferromagnéticos sobre substratos antiferromagnéticos.

Substratos vicinais antiferromagnéticos de duas subredes (AF) possuem superfícies em degraus, formando uma sequência periódica de terraços compostos por spins em subredes opostas e separados por degraus monoatômicos. Tais substratos podem ser utilizados para estruturas do tipo ferromagneto/antiferromagneto (F/AF) interagindo via efeitos de interface [93, 94].

O perfil dos spins no substrato pode ser utilizado para aprisionar paredes de domínios *head-to-head* e *tail-to-tail*, ou parede de Neel longitudinais e transversais, conforme podemos ver na Figura 6.

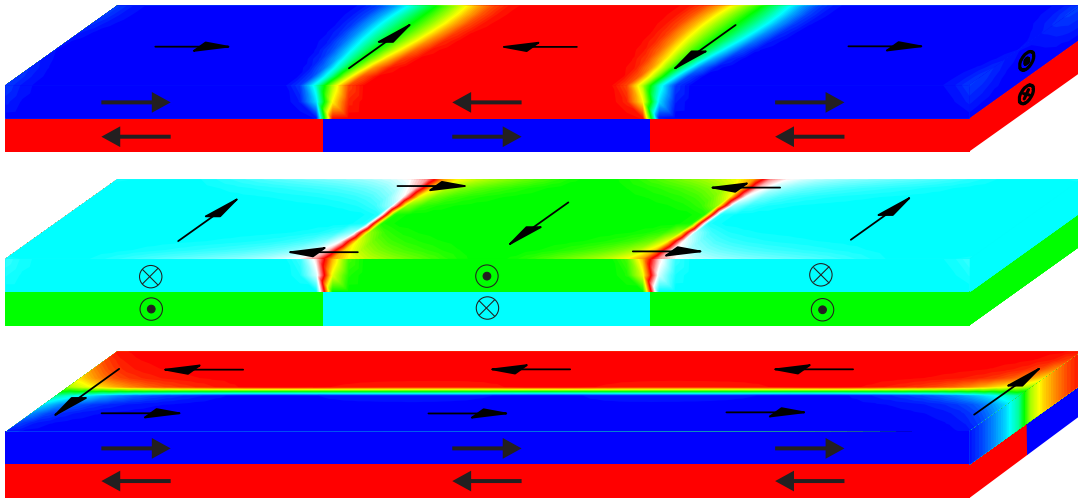


Figura 6: Tipos de Multicamadas F/AF.

Antes de aplicarmos o método da densidade de estados para estudarmos a dinâmica do sistema, precisamos obter a configuração de equilíbrio do sistema.

Nesse contexto de equilíbrio, baseados em estudos publicados recentemente [93], analisamos a formação de paredes de domínio em nanofitas de Fe e de permalloy (Py) sobre substratos antiferromagnéticos vicinais, de modo a exibir as duas subredes na interface. A formação da parede depende da intensidade do campo de interface, bem como dos parâmetros magnéticos e geométricos na nanofita ferromagnética.

O foco consiste na influência do campo dipolar e na competição entre a energia de troca intrínseca do ferromagneto com a energia de troca na interface sobre o padrão da parede e do espectro. As nanofitas consideradas possuem a direção normal ao longo do eixo z , e a estrutura magnética é descrita usando células de simulação em formato cúbico com aresta de 10 nm.

A densidade de energia de troca na interface é englobada dentro da energia de troca intrínseca do ferromagneto, com a rigidez de troca na interface escrita em proporções da rigidez de troca intrínseca:

$$\epsilon_{troca}(i) = \sum_{j \neq i} \frac{A_{ij}}{d^2} \left(1 - \hat{s}(i) \cdot \hat{s}(j) \right) \quad (4.12)$$

com $A_{ij} = h_{int}A$ quando \hat{s}_j estiver localizado no substrato AF.

O momento magnético em situação de equilíbrio de cada célula é paralelo ao campo efetivo. Portanto, pequenas oscilações ao redor da posição de equilíbrio originam torques

restauradores que são proporcionais ao valor local do campo efetivo. Células localizadas em regiões com alto campo efetivo apresentam grandes valores de torque restaurador, consequentemente, valores maiores na frequência com relação às oscilações da magnetização local. Ao visualizar o mapeamento de intensidade do campo efetivo sobre toda a nanofita, é possível antecipar qualitativamente se os espectros de parede e de domínio se sobrepõem.

A energia de troca intrínseca do ferromagneto fornece campos efetivos dependentes da orientação relativa da célula com suas primeiras vizinhas. O campo de troca efetivo é grande nas regiões em que os momentos magnéticos vizinhos são aproximadamente paralelos, como pode ser observado nas regiões de domínio magnético.

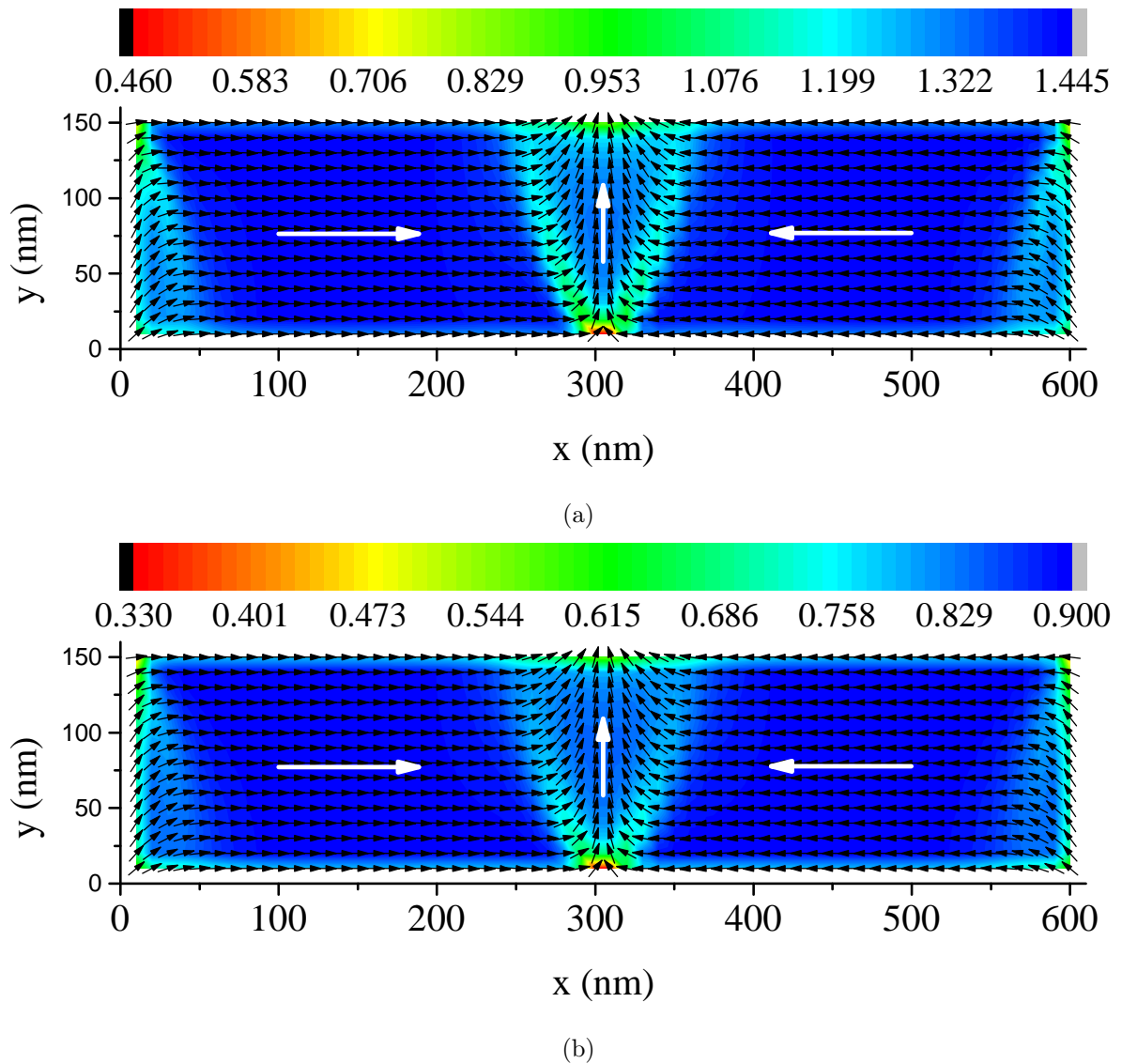


Figura 7: Padrão de magnetização e intensidade de campo efetivo em nanofitas de (a) Fe e (b) Py com dimensões de $600 \text{ nm} \times 150 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$ e terraços longos de 300 nm e energia de interface $A_{int} = 0.4A$.

O campo efetivo máximo para o Fe e para o Py, somado sobre as células vizinhas com momento magnético paralelo, são respectivamente $1,44 T$ e $0,90 T$, como pode ser visto na Figura 7, a qual apresenta o padrão da magnetização através do mapa de vetores, e o valor do campo efetivo através do mapa de cores. O campo de troca na interface é mais efetivo em regiões de domínio devido ao alinhamento paralelo ao campo de interface, o qual se encontra alinhado com o eixo longitudinal da nanofita.

Na região de parede de domínio, os momentos próximos ao centro da parede formam ângulos com valores ao redor de $\pi/2$ com o campo de interface, não beneficiando o torque oriundo do efeito na interface.

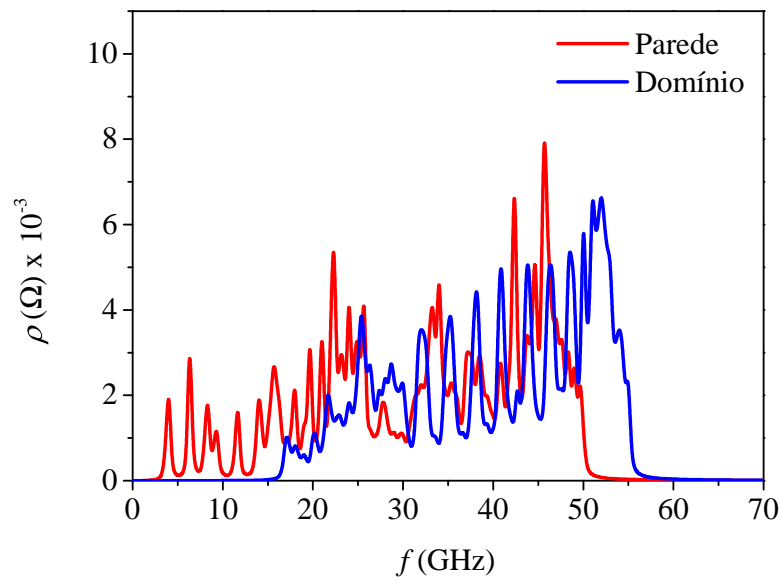
Na Figura 7 apresentamos o padrão magnético e a intensidade do campo efetivo de uma parede de domínio *head-to-head* em nanofitas de Fe e Py contendo dimensões de $600 \text{ nm} \times 150 \text{ nm}$ e 10 nm de espessura, com terraços longos, possuindo 300 nm de comprimento e uma fraca rigidez de troca na interface $A_{int} = 0.4A$ comparada à rigidez de troca intrínseca.

Na Figura 8 apresentamos a densidade de estados parcial para o Fe e Py correspondendo às faixas de comprimento com 20 nm da nanofita, centradas na região da parede e do domínio magnético.

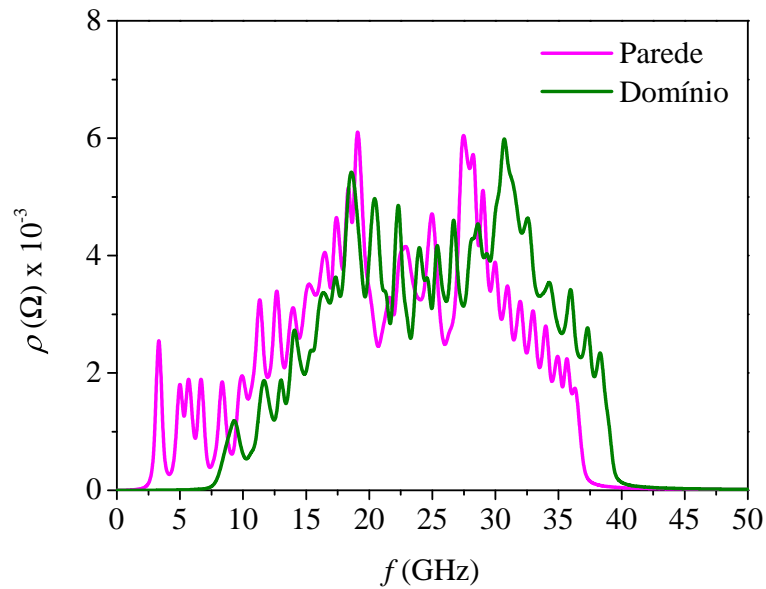
A banda de domínio de Fe, representada pela curva azul na Figura 8(a), com largura de aproximadamente 39 GHz , variando de 16 GHz a 55 GHz , é deslocada em torno de 13 GHz acima da banda de parede. A região de baixa frequência no espectro de cor vermelha, variando de 3 GHz a 16 GHz , corresponde aos modos localizados na parede de domínio de Fe.

Como mostrado na Figura 7(a) para o Fe, o campo efetivo cobre no domínio um intervalo de $1.32 T$ a $1.44 T$, enquanto na parede de domínio o intervalo corresponde a campos inferiores, indo de $0.46 T$ a $1.33 T$. Já na figura 8(b), no caso do Py, temos uma largura de aproximadamente 31 GHz . Observe a curva verde, a qual representa o espectro de volume no domínio, variando de 8 GHz a 39 GHz , deslocada $5,5 \text{ GHz}$ acima da banda de parede. Temos ainda uma faixa de modos localizados na parede de domínio que varia de 2.5 GHz a 8 GHz , representados pela curva magenta.

Na Figura 7(b), o campo efetivo do Py no domínio abrange um intervalo de $0.79 T$ a $0.89 T$, enquanto na parede de domínio o intervalo corresponde a campos inferiores, indo de $0.33 T$ a $0.84 T$.



(a)



(b)

Figura 8: Espectros de excitação de domínio e de parede em fitas de Fe e Py com dimensões de $600 \text{ nm} \times 150 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$ e terraços longos de 460 nm . Densidade de estados parcial para fita de (a) Fe e (b) Py, para energia de interface $A_{int} = 0.4A$.

Na Figura 9 apresentamos o padrão magnético e a intensidade do campo efetivo de uma parede domínio *head-to-head* em nanofitas de Fe e Py contendo dimensões de $600 \text{ nm} \times 150 \text{ nm}$ e 10 nm de espessura, com terraços longos possuindo 300 nm de comprimento e uma rigidez de troca na interface de $A_{int} = A$, equivalente à rigidez de troca intrínseca.

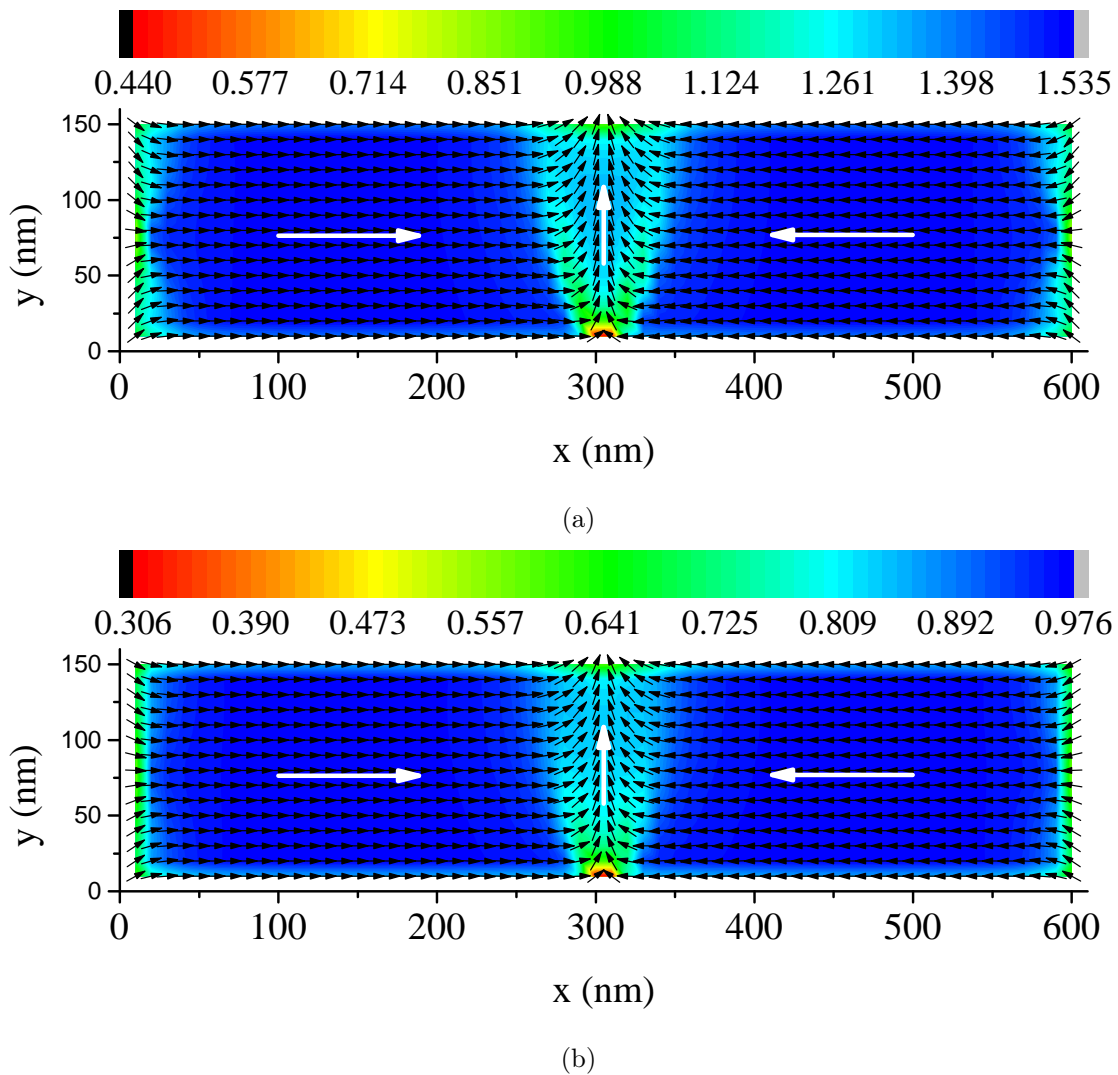
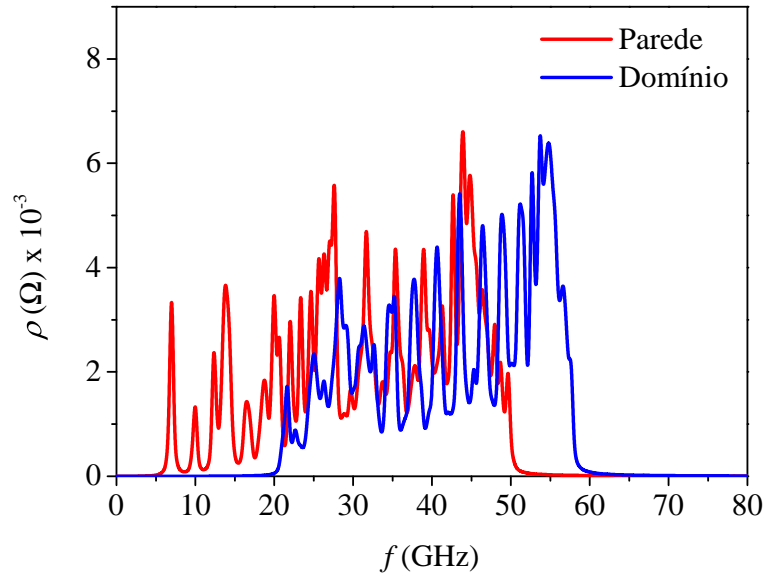


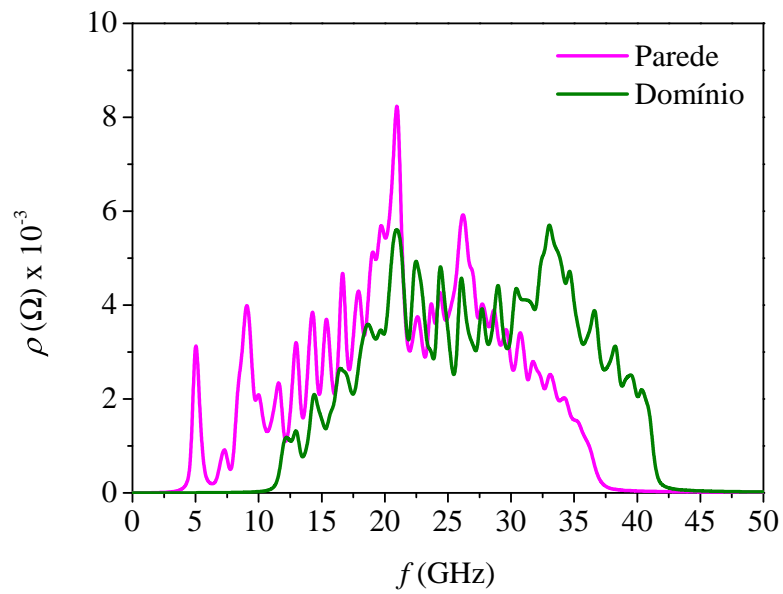
Figura 9: Padrão de magnetização e intensidade de campo efetivo em nanofitas de (a) Fe e (b) Py com dimensões de $600 \text{ nm} \times 150 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$ e terraços longos de 460 nm e energia de interface $A_{int} = A$.

Na Figura 10 apresentamos a densidade de estados parcial para o Fe e Py correspondendo às faixas de comprimento com 20 nm da fita, centradas na região da parede e do domínio magnético.

A banda de domínio de Fe com largura de aproximadamente 38 GHz , mostrada na Figura 10(a), variando de 20 GHz a 58 GHz , é deslocada em torno de 14 GHz acima da banda de parede. A região de baixa frequência na curva vermelha, variando de 6 GHz a 20 GHz , corresponde aos modos localizados na parede de domínio de Fe. Como mostrado na Figura 9(a), o campo efetivo, para o Fe, abrange no domínio um intervalo de 1.41 T a 1.53 T , enquanto na parede de domínio o intervalo corresponde a campos inferiores, indo de 0.44 T a 1.32 T , correspondendo a um intervalo fora do campo no domínio.



(a)



(b)

Figura 10: Espectros de excitação de domínio e de parede em fitas de Fe e Py com dimensões de $600 \text{ nm} \times 150 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$ e terraços longos de 300 nm . Densidade de estados parcial para fita de (a) Fe e (b) Py, para energia de interface $A_{int} = A$.

Na Figura 10(b), no caso do Py, temos uma largura de aproximadamente 30 GHz, variando de 11 GHz a 41 GHz, deslocada 7 GHz acima da banda de parede. Temos ainda uma faixa de modos localizados na parede de domínio que varia de 4 GHz a 11 GHz. Na figura 9(b), o campo efetivo do Py no domínio cobre um intervalo numa faixa de 0.86 T a 0.97 T, enquanto na parede de domínio o intervalo corresponde a campos inferiores, indo de 0.31 T a 0.83 T, semelhantemente ao Fe.

Os resultados para as nanofitas de Py, mostrados na Figuras 8(b) e 10(b), são semelhantes aos das nanofitas de Fe, observados nas figuras 8(a) e 10(a). As frequências de ressonância observadas são inferiores devido aos valores menores da magnetização de saturação e da rigidez de troca. Em virtude da redução nos valores dos parâmetros magnéticos, as larguras da banda de domínio e da banda de modos localizados na parede tornam-se mais estreitas. Ao aumentar a intensidade do campo de interface mediado por h_{int} , produz-se um deslocamento nos espectros de domínio para maiores valores de frequência, sem modificar tanto o espectro global da parede.

Podemos observar que uma energia de troca de interface de $A_{int} = 0.4A$ é suficiente para estabilizar paredes do tipo *head-to-head* em nanofitas de Fe e Py com dimensões de $600 \text{ nm} \times 150 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$ com terraços de 300 nm, como mostrado na Figura 7. Esperava-se, à primeira vista que a mesma energia de troca na interface fosse suficiente para estabilizar domínios magnéticos magnetizados transversalmente à fita, intercalados por paredes de Neel, entretanto, forma-se uma parede tipo vórtice.

A principal diferença é que em domínios magnetizados transversalmente, a alta densidade superficial de carga magnética nas superfícies laterais da fita, em ambos os domínios, requer grandes valores na energia de troca de interface para compensar a energia magnetostática. Como mostrado na Figura 11, os domínios apresentam um padrão magnético tipo *C*, ficando alinhados transversalmente apenas nas proximidades das superfícies laterais da nanofita.

A minimização das cargas de superfície contribui para o perfil de magnetização do domínio nas extremidades da nanofita. Portanto, uma maior energia de troca de interface seria necessária para formar uma parede de Neel clássica.

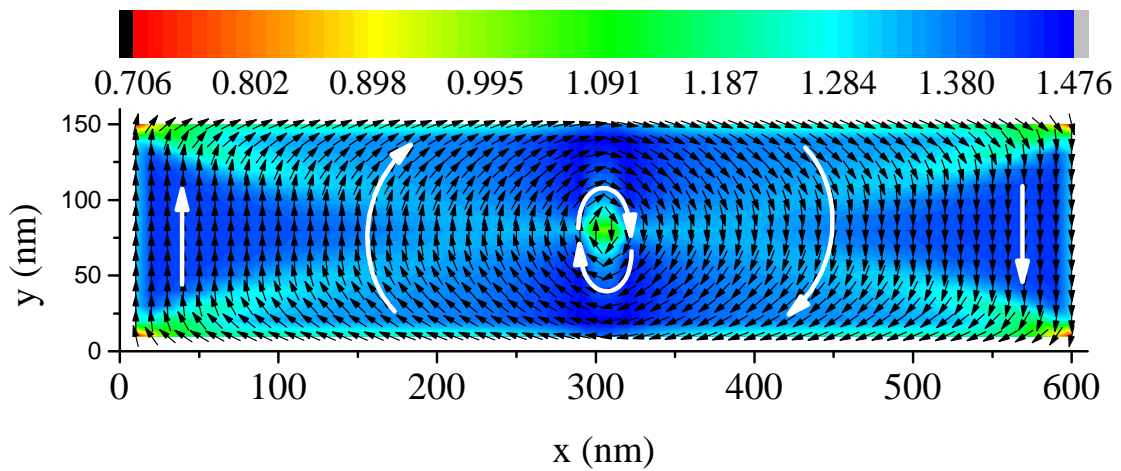


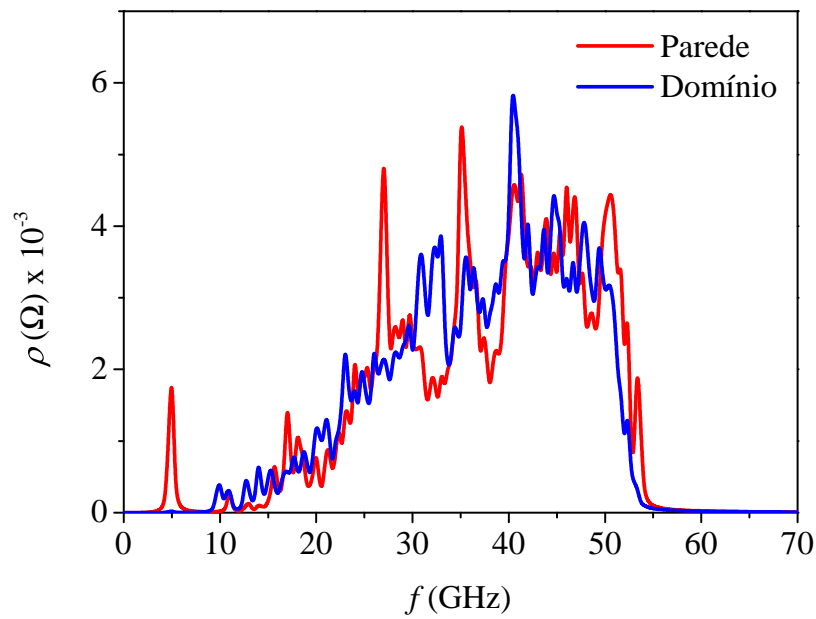
Figura 11: Padrão da Magnetização e intensidade de campo efetivo em nanofita de Fe com $600 \text{ nm} \times 150 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$, contendo domínios magnéticos nucleados transversalmente à nanofita. (a) Parede tipo vórtice com rigidez de troca na interface de $A_{int} = 0.4A$.

Observe a partir da Figura 11 que, com exceção do núcleo do vórtice, uma grande fração de células na região da parede tipo vórtice tem intensidade de campo efetivo dentro da faixa de 1.24 T a 1.44 T, que corresponde ao intervalo máximo dos valores de campo efetivo ao longo da nanofita. Portanto, o espectro de volume da parede tipo vórtice sobrepõe-se ao espectro do domínio.

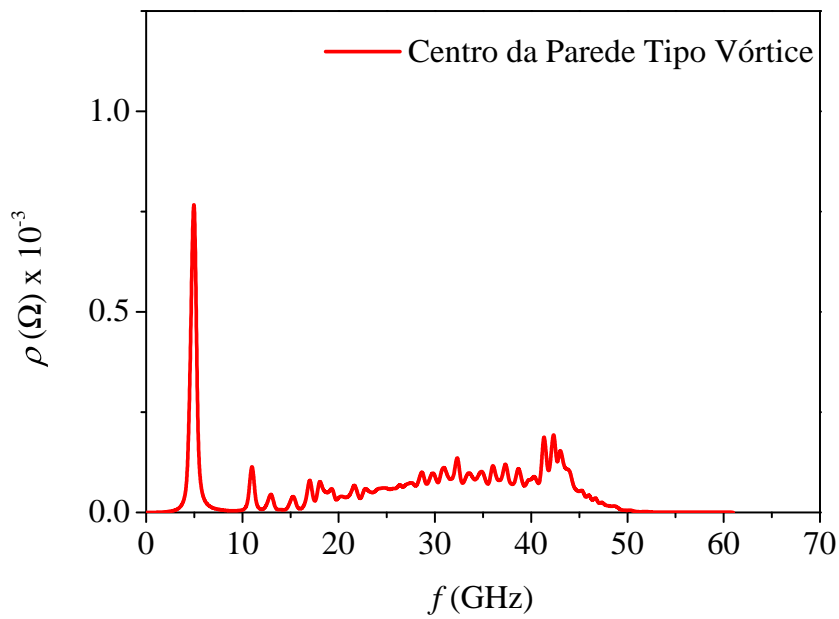
Na Figura 12 apresentamos as densidades de estados locais no centro do domínio e no centro da parede. Estas densidades parciais coletam a contribuição dos elementos da matriz resolvente referentes às células localizadas no centro do domínio e no centro da parede de domínio.

No centro da parede, como mostrado na Figura 12(a), a densidade de estados locais representada na curva vermelha mostra uma banda localizada na frequência de 5 GHz.

A figura 12(b) apresenta a densidade de estados referente ao núcleo do vórtice no centro da parede, levando em conta a contribuição dos elementos da matriz resolvente referentes à célula de simulação localizada no centro do vórtice, confirmando que o pico isolado corresponde às oscilações do núcleo.



(a)



(b)

Figura 12: Espectros de excitação de domínio e de parede em nanofitas de Fe com dimensões de $600 \text{ nm} \times 150 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$ e terraços longos de 300 nm . Os domínios estão magnetizados transversalmente à nanofita. Densidade de estados parcial para as regiões (a) de domínio e parede e (b) para região central da parede tipo vórtice, ambas com rigidez de troca na interface dada por $A_{int} = 0.4A$.

Os espectros de excitações obtidos através da equação secular, derivada da equação de Landau-Lifshitz, nos permite obter a banda de frequências com todos os possíveis modos de oscilação de um sistema nanoestruturado composto por N células de simulação,

possuindo diferentes direções de equilíbrio para a magnetização local. A consideração dos elementos da matriz resolvente referentes a células individuais possibilita a caracterização de modos isolados apresentados por picos fora da banda de volume, por meio da qual identificamos a região da nanoestrutura em que o modo está localizado.

5 Susceptibilidade Dinâmica de Nanoestruturas Magnéticas

5.1 Introdução

Uma das áreas de pesquisa mais promissoras em magnetismo, do ponto vista tecnológico, é a área de nanomagnetismo. A grande demanda por mídias de gravação com densidade de informação cada vez maior, bem como por sensores mais eficientes e novos dispositivos como nano-osciladores tem guiado os estudos das comunidades acadêmica e industrial.

Nesse contexto, o estudo da dinâmica de sistemas magnéticos nanoestruturados tem sido um dos alvos de estudo de pesquisadores teóricos e experimentais. Na área de nanomagnetismo, as descobertas experimentais quase sempre saem na frente e acabam pautando a pesquisa teórica.

Uma técnica eficiente para estudar a dinâmica de materiais magnéticos nanoestruturados é a susceptibilidade dinâmica, que consiste na resposta do momento magnético a um campo oscilante.

5.2 Susceptibilidade Dinâmica

Considerando que as energias magnéticas de uma sistema nanoestruturado são essencialmente a energia de troca, energia de anisotropia, energia Zeeman e energia de interação dipolar, relatadas nos capítulos anteriores, para a descrição da susceptibilidade dinâmica acrescentamos o torque do campo oscilante na equação 4.2 aplicado ao longo dos eixos fixos.

Sendo assim, a energia associada ao campo oscilante ($\vec{h}_{AC} = \vec{h}_0 e^{i\omega t}$), de pequena amplitude h_0 , é inserida na energia total do sistema como energia tipo a energia Zeeman.

Portanto, a energia total do sistema fica sendo dada por:

$$\begin{aligned}
E(i) = & \frac{A}{d^2} \sum_{j \neq i} \left(1 - \hat{s}(i) \cdot \hat{s}(j) \right) - M_s \left(\hat{s}(i) \cdot \vec{H} \right) - K_x \left(\hat{s}(i) \cdot \hat{x} \right)^2 \\
& + M_s^2 \sum_{k \neq i} \left[\frac{\hat{s}(i) \cdot \hat{s}(k)}{n_{ik}^3} - \frac{3(\hat{s}(i) \cdot \vec{n}_{ik}) \cdot (\hat{s}(k) \cdot \vec{n}_{ik})}{n_{ik}^5} \right] - M_s \left(\hat{s}(i) \cdot \vec{h}_{AC} \right)
\end{aligned} \tag{5.1}$$

onde o primeiro termo está associado a energia de troca e a soma em j é sobre os primeiros vizinhos, o segundo termo é a energia Zeeman, o terceiro termo está associado a energia de anisotropia uniaxial no eixo x . O quarto termo está associado a energia de interação dipolar, onde a soma em k é sobre todos os momentos magnéticos da nanoestrutura. E finalmente o último termo que está associado a energia do campo oscilante.

Repetindo o processo realizado anteriormente, no Capítulo 4, para derivar o campo efetivo local ($\vec{H}_{eff}^{(i)} = -(1/M_S) \nabla_{\vec{s}} E(i)$), e utilizando a equação de Landau-Lifshitz para reescrever as equações de movimento, semelhante à equação 4.2, temos:

$$\begin{aligned}
i\Omega \delta s_{\bar{y}}(l) = & \left(C_l - \frac{2K_x}{M_s} c^2 \theta_l c^2 \phi_l \right) \delta s_{\bar{z}}(l) - \frac{A}{M_S d^2} \sum_j c_{lj} \delta s_{\bar{z}}(j) \\
& + M_s \sum_k \left(\frac{c_{lk}}{n_{lk}^3} - \frac{3}{n_{lk}^5} R_l^{\bar{z}} R_k^{\bar{z}} \right) \delta s_{\bar{z}}(k) - \left(\frac{2K_x}{M_s} c \theta_l c \phi_l s \phi_l \right) \delta s_{\bar{z}}(l) \\
& + \frac{A}{M_S d^2} \sum_j l_{lj} \delta s_{\bar{y}}(j) - M_s \sum_k \left(\frac{l_{lk}}{n_{lk}^3} + \frac{3}{n_{lk}^5} R_l^{\bar{z}} R_k^{\bar{y}} \right) \delta s_{\bar{y}}(k) - \delta h_{\bar{z}}(l)
\end{aligned} \tag{5.2}$$

$$\begin{aligned}
i\Omega \delta s_{\bar{z}}(l) = & \left(\frac{2K_x}{M_s} c \theta_i c \phi_i s \phi_i \right) \delta s_{\bar{z}}(l) + \frac{A}{M_S d^2} \sum_j g_{lj} \delta s_{\bar{z}}(j) \\
& - M_s \sum_k \left(\frac{g_{lk}}{n_{lk}^3} - \frac{3}{n_{lk}^5} R_l^{\bar{y}} R_k^{\bar{z}} \right) \delta s_{\bar{z}}(k) + \left(\frac{2K_x}{M_s} s^2 \phi_i - C_l \right) \delta s_{\bar{y}}(l) \\
& + \frac{A}{M_S d^2} \sum_j b_{lj} \delta s_{\bar{y}}(j) - M_s \sum_k \left(\frac{b_{lk}}{n_{lk}^3} - \frac{3}{n_{lk}^5} R_l^{\bar{y}} R_k^{\bar{y}} \right) \delta s_{\bar{y}}(k) + \delta h_{\bar{y}}(l)
\end{aligned} \tag{5.3}$$

onde $\delta s_{\bar{y}}(l)$ e $\delta s_{\bar{z}}(l)$ são as amplitudes de oscilação do momento magnético da l -ésima célula perpendiculares à componente de equilíbrio.

Portanto, a partir do par de equações 5.2 e 5.3, podemos reescrever as equações de movimento da l -ésima célula, análoga a escrita na equação 4.2, de forma generalizada:

$$i\Omega \delta m_{\alpha}(l) = \sum_k \sum_{\beta'} \Lambda_{\alpha\beta'}(l, k) \delta m_{\beta'}(k) + \Gamma_{\alpha\beta}(l, l) \delta h_{\beta}(l) \tag{5.4}$$

onde o último termo é devido ao campo oscilante.

Assim como fizemos no capítulo anterior, usaremos uma notação matricial. Portanto, o termo associado ao campo oscilante em notação matricial pode ser definida por:

$$\begin{pmatrix} \Gamma_{\tilde{y}\tilde{y}}(1,1) & \Gamma_{\tilde{y}\tilde{z}}(1,1) & \Gamma_{\tilde{y}\tilde{y}}(1,2) & \Gamma_{\tilde{y}\tilde{z}}(1,2) & \dots \\ \Gamma_{\tilde{z}\tilde{y}}(1,1) & \Gamma_{\tilde{z}\tilde{z}}(1,1) & \Gamma_{\tilde{z}\tilde{y}}(1,2) & \Gamma_{\tilde{z}\tilde{z}}(1,2) & \dots \\ \Gamma_{\tilde{y}\tilde{y}}(2,1) & \Gamma_{\tilde{y}\tilde{z}}(2,1) & \Gamma_{\tilde{y}\tilde{y}}(2,2) & \Gamma_{\tilde{y}\tilde{z}}(2,2) & \dots \\ \Gamma_{\tilde{z}\tilde{y}}(2,1) & \Gamma_{\tilde{z}\tilde{z}}(2,1) & \Gamma_{\tilde{z}\tilde{y}}(2,2) & \Gamma_{\tilde{z}\tilde{z}}(2,2) & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_{1,1} & \Psi_{1,2} & \Psi_{1,3} & \Psi_{1,4} & \dots \\ \Psi_{2,1} & \Psi_{2,2} & \Psi_{2,3} & \Psi_{2,4} & \dots \\ \Psi_{3,1} & \Psi_{3,2} & \Psi_{3,3} & \Psi_{3,4} & \dots \\ \Psi_{4,1} & \Psi_{4,2} & \Psi_{4,3} & \Psi_{4,4} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}.$$

Os elementos da matriz Ψ para índice i ímpar são definidos por:

$$\Psi_{i,j} = \begin{cases} \Gamma_{\tilde{y}\tilde{y}}(2i-1, k_j) & \text{se } |i-j| \text{ for par} \\ \Gamma_{\tilde{y}\tilde{z}}(2i-1, k_j) & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (5.5)$$

Os elementos da matriz Ψ para índice i par são definidos por:

$$\Psi_{i,j} = \begin{cases} \Gamma_{\tilde{z}\tilde{y}}(i/2, k_j) & \text{se } |i-j| \text{ for ímpar} \\ \Gamma_{\tilde{z}\tilde{z}}(i/2, k_j) & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (5.6)$$

Nas equações 5.5 e 5.6, a variável k_j é definida por:

$$k_j = \begin{cases} (j+1)/2 & \text{se } j \text{ for ímpar} \\ j/2 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (5.7)$$

Como o efeito do torque do campo oscilante depende apenas da direção da magnetização local, a matriz Ψ do campo oscilante é blocada com elementos na forma:

$$\Psi_{i,j} = h_{ac}\eta_i\delta_{\eta_i, i-j} \quad \text{com } \eta_i = (-1)^i, \quad (5.8)$$

logo:

$$\Psi = h_{ac} \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 & \dots \\ 1 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & -1 & \dots \\ 0 & 0 & 1 & 0 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}. \quad (5.9)$$

Portanto, substituindo Ψ na equação 5.4, temos:

$$i\Omega\delta s_\alpha(l) = \Phi\delta s_\alpha(l) + \Psi\delta h_\beta(l),$$

ou ainda,

$$(i\Omega - \Phi)\delta s_\alpha(l) = \delta h_\beta(l).$$

Assim, podemos obter o vetor estado das amplitudes de oscilação que é dado por:

$$\delta s_\alpha(l) = (i\Omega - \Phi)^{-1}\Psi \delta h_\beta(l). \quad (5.10)$$

Fazendo uso da notação matricial e definindo uma matriz A como sendo o produto da matriz inversa de $(i\Omega - \Phi)$ pela matriz Ψ que representa as contribuições do campo oscilante, temos que:

$$A = (i\Omega - \Phi)^{-1}\Psi. \quad (5.11)$$

Nesse caso, os elementos da matriz A podem ser escritos na forma generalizada:

$$A_{m,n} = \sum_k \left[\left(i\Omega - \Phi \right)^{-1} \right]_{m,k} \Psi_{k,n},$$

assim, temos que os elementos A_{mn} podem ser escritos como:

$$A_{m,n} = h_{ac} \sum_k \eta_k \left[\left(i\Omega - \Phi \right)^{-1} \right]_{m,k} \delta_{\eta_k, k-n}. \quad (5.12)$$

Portanto, reescrevendo a equação 5.10 na forma matricial temos:

$$\begin{pmatrix} \delta s_{\tilde{y}}(1) \\ \delta s_{\tilde{z}}(1) \\ \delta s_{\tilde{y}}(2) \\ \delta s_{\tilde{z}}(2) \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{1,1} & A_{1,2} & A_{1,3} & A_{1,4} & \dots \\ A_{2,1} & A_{2,2} & A_{2,3} & A_{2,4} & \dots \\ A_{3,1} & A_{3,2} & A_{3,3} & A_{3,4} & \dots \\ A_{4,1} & A_{4,2} & A_{4,3} & A_{4,4} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta h_{\tilde{y}}(1) \\ \delta h_{\tilde{z}}(1) \\ \delta h_{\tilde{y}}(2) \\ \delta h_{\tilde{z}}(2) \\ \vdots \end{pmatrix}. \quad (5.13)$$

Nesse caso, fazendo o produto da matriz A pelo vetor de estado do campo h_{ac} , na equação 5.13, ficamos com o seguinte conjunto de equações:

$$\delta s_{\tilde{y}}(1) = A_{1,1}\delta h_{\tilde{y}}(1) + A_{1,2}\delta h_{\tilde{z}}(1) + A_{1,3}\delta h_{\tilde{y}}(2) + A_{1,4}\delta h_{\tilde{z}}(2) + \dots \quad (5.14)$$

$$\delta s_{\tilde{z}}(1) = A_{2,1}\delta h_{\tilde{y}}(1) + A_{2,2}\delta h_{\tilde{z}}(1) + A_{2,3}\delta h_{\tilde{y}}(2) + A_{2,4}\delta h_{\tilde{z}}(2) + \dots \quad (5.15)$$

$$\delta s_{\tilde{y}}(2) = A_{3,1}\delta h_{\tilde{y}}(1) + A_{3,2}\delta h_{\tilde{z}}(1) + A_{3,3}\delta h_{\tilde{y}}(2) + A_{3,4}\delta h_{\tilde{z}}(2) + \dots \quad (5.16)$$

$$\begin{aligned} \delta s_{\bar{z}}(2) &= A_{4,1}\delta h_{\bar{y}}(1) + A_{4,2}\delta h_{\bar{z}}(1) + A_{4,3}\delta h_{\bar{y}}(2) + A_{4,4}\delta h_{\bar{z}}(2) + \dots \\ &\vdots \end{aligned} \quad (5.17)$$

Portanto, podemos escrever, de maneira generalizada, as amplitudes de oscilações locais em função dos elementos da matriz A . Logo:

$$\delta s_{\bar{y}}(l) = \sum_{k=1}^N \left[A_{2l-1,2k-1}\delta h_{\bar{y}}(k) + A_{2l-1,2k}\delta h_{\bar{z}}(k) \right], \quad (5.18)$$

e

$$\delta s_{\bar{z}}(l) = \sum_{k=1}^N \left[A_{2l,2k-1}\delta h_{\bar{y}}(k) + A_{2l,2k}\delta h_{\bar{z}}(k) \right]. \quad (5.19)$$

Embora tenhamos escrito as amplitudes dinâmicas locais de oscilações de forma generalizada, para calcularmos a susceptibilidade dinâmica é preciso reescrever os vetores de magnetização nos eixos fixos, na base (x, y, z) . Então precisamos aplicar a matriz de rotação inversa e reescrever as amplitudes de oscilação em termos das amplitudes nos eixos fixos.

Portanto, temos que as amplitudes locais em termos dos eixos fixos são dadas por:

$$\begin{pmatrix} \delta s_x(l) \\ \delta s_y(l) \\ \delta s_z(l) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s\theta_l c\phi_l & -s\phi_l & -c\theta_l c\phi_l \\ s\theta_l s\phi_l & c\phi_l & -c\theta_l s\phi_l \\ c\theta_l & 0 & s\theta_l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_0 \\ \delta s_{\bar{y}}(l) \\ \delta s_{\bar{z}}(l) \end{pmatrix}.$$

Sendo assim, ficamos com:

$$\begin{aligned} \delta s_x(l) &= s\theta_l c\phi_l s_0 - s\phi_l \delta s_{\bar{y}}(l) - c\theta_l c\phi_l \delta s_{\bar{z}}(l) \\ \delta s_y(l) &= s\theta_l s\phi_l s_0 + c\phi_l \delta s_{\bar{y}}(l) - c\theta_l s\phi_l \delta s_{\bar{z}}(l). \\ \delta s_z(l) &= c\theta_l s_0 + s\theta_l \delta s_{\bar{z}}(l) \end{aligned} \quad (5.20)$$

Substituindo as amplitudes nos eixos locais, das equações 5.20, nas equações 5.18 e 5.19, temos que as amplitudes de oscilações nos eixos fixos são dadas por:

$$\begin{aligned} \delta s_x(l) &= s\theta_l c\phi_l s_0 - s\phi_l \sum_{k=1}^N \left[A_{2l-1,2k-1}\delta h_{\bar{y}}(k) + A_{2l-1,2k}\delta h_{\bar{z}}(k) \right] \\ &\quad - c\theta_l c\phi_l \sum_{k=1}^N \left[A_{2l,2k-1}\delta h_{\bar{y}}(k) + A_{2l,2k}\delta h_{\bar{z}}(k) \right], \end{aligned} \quad (5.21)$$

$$\delta s_y(l) = s\theta_l s\phi_l s_0 + c\phi_l \sum_{k=1}^N \left[A_{2l-1,2k-1} \delta h_{\tilde{y}}(k) + A_{2l-1,2k} \delta h_{\tilde{z}}(k) \right] - c\theta_l s\phi_l \sum_{k=1}^N \left[A_{2l,2k-1} \delta h_{\tilde{y}}(k) + A_{2l,2k} \delta h_{\tilde{z}}(k) \right], \quad (5.22)$$

e

$$\delta s_z(l) = c\theta_l \delta s_0 + s\theta_l \sum_{k=1}^N \left[A_{2l,2k-1} \delta h_{\tilde{y}}(k) + A_{2l,2k} \delta h_{\tilde{z}}(k) \right]. \quad (5.23)$$

Após a construção das amplitudes de oscilação escritas nos eixos fixos como função dos elementos da matriz A , podemos obter os elementos do tensor de susceptibilidade dinâmica, os quais são dados por:

$$\chi_{\alpha\beta} = \sum_l \left[\frac{\delta s_\alpha(l)}{\delta h_{\tilde{y}}(l)} \frac{\delta h_{\tilde{y}}(l)}{\delta h_\beta} + \frac{\delta s_\alpha(l)}{\delta h_{\tilde{z}}(l)} \frac{\delta h_{\tilde{z}}(l)}{\delta h_\beta} \right]. \quad (5.24)$$

onde as amplitudes do campo oscilante nos eixos locais são dadas por:

$$\begin{pmatrix} \delta h_{\tilde{x}}(l) \\ \delta h_{\tilde{y}}(l) \\ \delta h_{\tilde{z}}(l) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s\theta_l c\phi_l & s\theta_l s\phi_l & c\theta_l \\ -s\phi_l & c\phi_l & 0 \\ -c\theta_l c\phi_l & -c\theta_l s\phi_l & s\theta_l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta h_x \\ \delta h_y \\ \delta h_z \end{pmatrix}.$$

Logo, as componentes \tilde{y} e \tilde{z} nos eixos locais ficam sendo dadas por:

$$\begin{aligned} \delta h_{\tilde{y}}(l) &= -s\phi_l \delta h_x + c\phi_l \delta h_y \\ \delta h_{\tilde{z}}(l) &= -c\theta_l c\phi_l \delta h_x - c\theta_l s\phi_l \delta h_y + s\theta_l \delta h_z \end{aligned} \quad (5.25)$$

Portanto, derivando com relação às componentes do campo oscilante nos eixos fixos temos:

$$\begin{aligned} \frac{\delta h_{\tilde{y}}(l)}{\delta h_x} &= -s\phi_l, & \frac{\delta h_{\tilde{y}}(l)}{\delta h_y} &= +c\phi_l, & \frac{\delta h_{\tilde{y}}(l)}{\delta h_z} &= 0 \\ \frac{\delta h_{\tilde{z}}(l)}{\delta h_x} &= -c\theta_l c\phi_l, & \frac{\delta h_{\tilde{z}}(l)}{\delta h_y} &= -c\theta_l s\phi_l, & \frac{\delta h_{\tilde{z}}(l)}{\delta h_z} &= +s\theta_l \end{aligned} \quad (5.26)$$

Sendo assim, substituindo as equações 5.25 e 5.26 na equação 5.24, temos que os elementos do tensor de susceptibilidade dinâmica são dados por:

$$\begin{aligned} \chi_{xx} &= + \sum_{l,k} s\phi_l \left(A_{2l-1,2k-1} s\phi_k + A_{2l-1,2k} c\theta_k c\phi_k \right) \\ &+ \sum_{l,k} c\theta_l c\phi_l \left(A_{2l,2k-1} s\phi_k + A_{2l,2k} c\theta_k c\phi_k \right) \end{aligned} \quad (5.27)$$

$$\begin{aligned}\chi_{xy} = & - \sum_{l,k} s\phi_l \left(A_{2l-1,2k-1} c\phi_k - A_{2l-1,2k} c\theta_k s\phi_k \right) \\ & - \sum_{l,k} c\theta_l c\phi_l \left(A_{2l,2k-1} c\phi_k - A_{2l,2k} c\theta_k s\phi_k \right)\end{aligned}\quad (5.28)$$

$$\chi_{xz} = - \sum_{l,k} s\phi_l A_{2l-1,2k} s\phi_k - \sum_{l,k} c\theta_l c\phi_l A_{2l,2k} s\phi_k \quad (5.29)$$

$$\begin{aligned}\chi_{yx} = & - \sum_{l,k} c\phi_l \left(A_{2l-1,2k-1} s\phi_k + A_{2l-1,2k} c\theta_k c\phi_k \right) \\ & + \sum_{l,k} c\theta_l s\phi_l \left(A_{2l,2k-1} s\phi_k + A_{2l,2k} c\theta_k c\phi_k \right)\end{aligned}\quad (5.30)$$

$$\begin{aligned}\chi_{yy} = & + \sum_{l,k} c\phi_l \left(A_{2l-1,2k-1} c\phi_k - A_{2l-1,2k} c\theta_k s\phi_k \right) \\ & - \sum_{l,k} c\theta_l s\phi_l \left(A_{2l,2k-1} c\phi_k - A_{2l,2k} c\theta_k s\phi_k \right)\end{aligned}\quad (5.31)$$

$$\chi_{yz} = + \sum_{l,k} c\phi_l A_{2l-1,2k} s\phi_k - \sum_k c\theta_l s\phi_l A_{2l,2k} s\phi_k \quad (5.32)$$

$$\chi_{zx} = - \sum_{l,k} s\theta_l \left(A_{2l,2k-1} s\phi_k + A_{2l,2k} c\theta_k c\phi_k \right) \quad (5.33)$$

$$\chi_{zy} = + \sum_{l,k} s\theta_l \left(A_{2l,2k-1} c\phi_k - A_{2l,2k} c\theta_k s\phi_k \right) \quad (5.34)$$

$$\chi_{zz} = + \sum_{l,k} s\theta_l A_{2l,2k} s\theta_k \quad (5.35)$$

onde $\chi_{\alpha\beta}$ significa a resposta da componente α da magnetização em relação a componente β do campo oscilante.

Faremos algumas aplicações, inclusive em situações em que pode ser checado a sua validação por comparação com cálculos analíticos consolidados na literatura.

5.3 Nanoestrutura Quadrada Ultrafina

O fenômeno de Ressonância Ferromagnética (FMR) é conhecido classicamente através do modelo de Stoner-Wohlfarth, o qual trata um filme fino magnetizado uniformemente na direção do seu eixo de anisotropia uniaxial como um único momento magnético. Acrescentando duas amplitudes de oscilação perpendicularmente à direção de equilíbrio, tem-se apenas duas equações de movimento acopladas que, ao serem resolvidas por meio da apro-

ximação de um filme fino infinito com onda estacionária em modo uniforme de oscilação, obtêm-se a expressão da frequência de ressonância magnética, que é dada por [60]:

$$\omega = \gamma \sqrt{(H + H_a)(H + H_a + 4\pi M)}, \quad (5.36)$$

essa expressão, também foi checada numericamente pelas equações generalizadas para a dinâmica de sistemas magnéticos nanoestruturados que culminaram no método da densidade de estados, reproduzida na equação 3.16. Com H sendo o campo externo aplicado ao longo do eixo de fácil magnetização, H_a o campo de anisotropia uniaxial e M a magnetização de saturação da amostra.

Afim de validar numericamente o tensor de susceptibilidade dinâmica generalizado para nanoestruturas magnéticas, simulamos um nanoelemento quadrado de Py com 250 nm de aresta e 10 nm de altura na tentativa de reproduzir a frequência de ressonância magnética da expressão clássica.

O modo de oscilação uniforme em um filme infinito pressupõe que as amplitudes de oscilação perpendiculares à direção de equilíbrio são as mesmas em todos os locais da estrutura e estão sujeitas a um mesmo campo efetivo. Como as magnetizações locais oscilam com mesma amplitude e mesma frequência não existe custo energético com relação às interações de troca e dipolar entre os momentos. A única contribuição magnetostática para a frequência de ressonância seria com relação ao campo desmagnetizante perpendicular ao plano do filme, originado das cargas de superfície que surgem com o crescimento da componente dinâmica z da magnetização.

No caso de nanoestruturas magnéticas temos dimensões finitas, tornando inviável a aproximação de mesmas amplitudes em todos os locais do sistema. A existência de bordas, em sistemas magnéticos nanoestruturados, dá origem a assimetrias, o que dificulta a comparação com resultados analíticos que em geral são feitos em condições volumétricas.

Como pode ser visto, na Figura 13, que apresenta o ordenamento magnético de um nanoelemento quadrado de Py com aresta de 250 nm e uma altura de 10 nm, onde o mapa de cores informa a intensidade do campo efetivo local em Tesla, há uma diminuição do campo efetivo local na região das bordas. Isso ocorre porque nas regiões das bordas há uma perda de correlação e por conseguinte diminuição do campo de troca. Consequentemente, do ponto de vista da dinâmica, já podemos prever que há variações nas forças restauradoras locais. As variações nos valores do campo efetivo, variando de 1.392 T a 1.85 T, são devido à redução dos campos de troca e dipolar ao se aproximar das bordas.

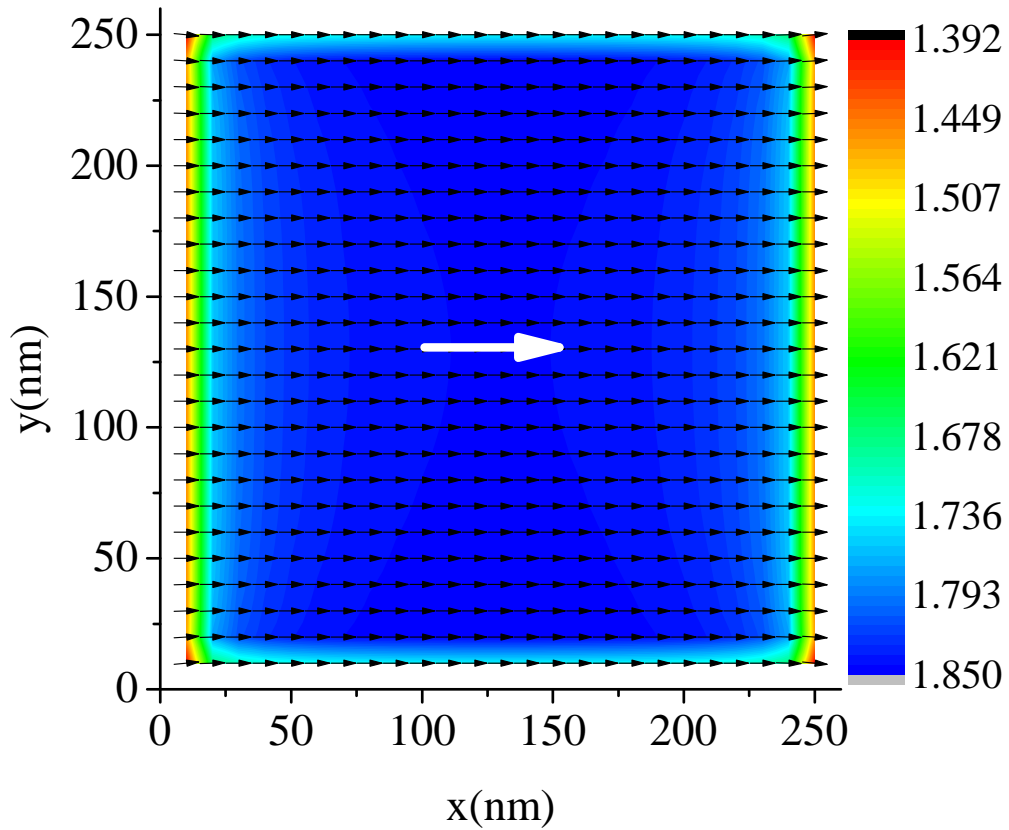


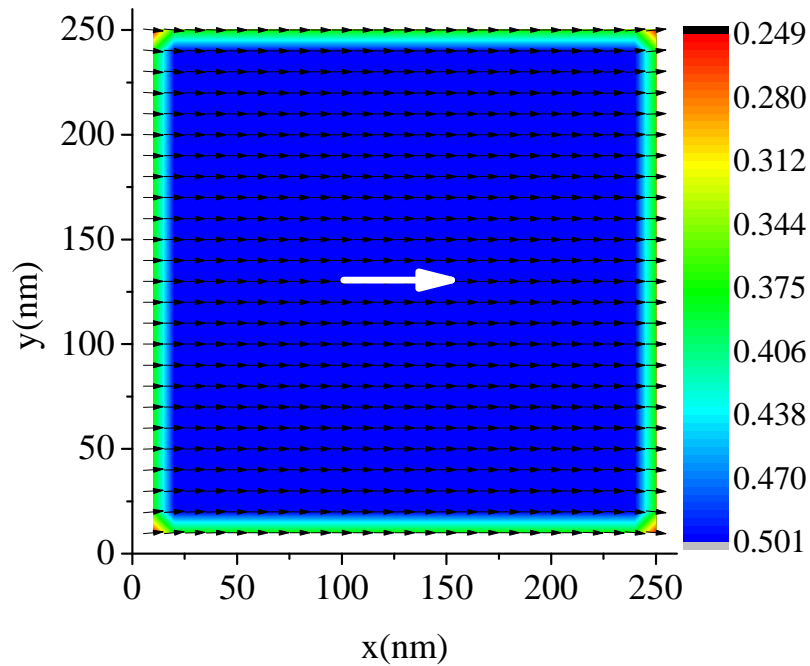
Figura 13: Nanelemento quadrado de Py com 250 nm de aresta e 10 nm de altura sujeito a um campo de 1 T ao longo do eixo x . O código barra de cores informa sobre a intensidade do campo efetivo local em T.

A Figura 14(a) apresenta a direção do campo de troca local e o seu valor em módulo, o qual reduz-se bruscamente, de 0.5 T para 0.25 T na borda, em virtude do número reduzido de primeiros vizinhos.

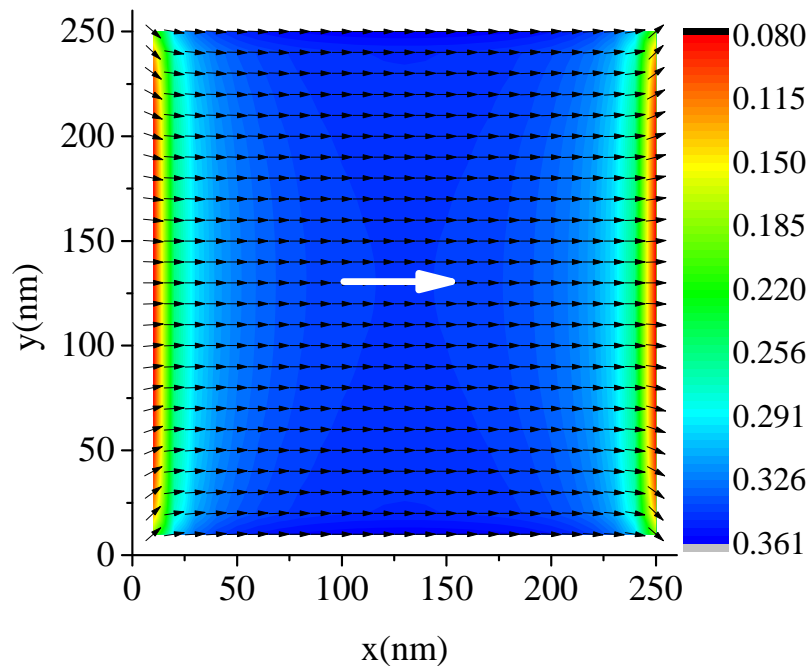
A Figura 14(b) apresenta a direção do campo dipolar local e o seu valor em módulo, variando gradualmente desde o centro, de 0.361 T, até aproximar da borda, onde o campo dipolar vale em torno de 0.08 T, cerca de 22% do campo dipolar no centro.

A interação dipolar é de longo alcance e decai com a distância. Por esse aspecto, o momento magnético nas bordas não estará sujeito ao mesmo campo dipolar que o momento magnético central.

Além disso, a magnetização local na borda não ficará perpendicular à mesma devido a minimização das cargas de superfície dadas por $\sigma = \vec{M} \cdot \hat{n}$, embora essa variação dê origem a outra fonte de campo dipolar, que é a carga magnética de volume ($\rho = -\nabla \cdot \vec{M}$).



(a) Campo de Troca Local



(b) Campo Dipolar Local

Figura 14: Valores locais do campo de troca e do campo dipolar no nanoelemento quadrado de Py com 250 nm de aresta e 10 nm de altura sujeito a um campo de 1 T ao longo do eixo x .

Como podemos ver nas Figuras 13 e 14, o Py, nas dimensões de 250 nm \times 250 nm \times 10 nm, está praticamente saturado na direção do campo de 1 T. Nesse caso, faremos uma avaliação das componentes não-nulas do tensor susceptibilidade dinâmica.

Considerando que a magnetização está saturada ao longo do eixo x e que o campo oscilante, perpendicular à posição de equilíbrio, ao longo do eixo y , possui a componente h_y , as componentes não-nulas do tensor susceptibilidade dinâmica devem ser $\text{Im}(\chi_{yy})$, $\text{Im}(\chi_{yz})$, $\text{Im}(\chi_{zy})$ e $\text{Im}(\chi_{zz})$. Considerando a equação 5.36, onde a frequência $f = \omega/2\pi$ é a frequência de ressonância magnética, para um filme fino de Py sujeito a um campo de 1 T devemos ter $f = 41.49$ GHz.

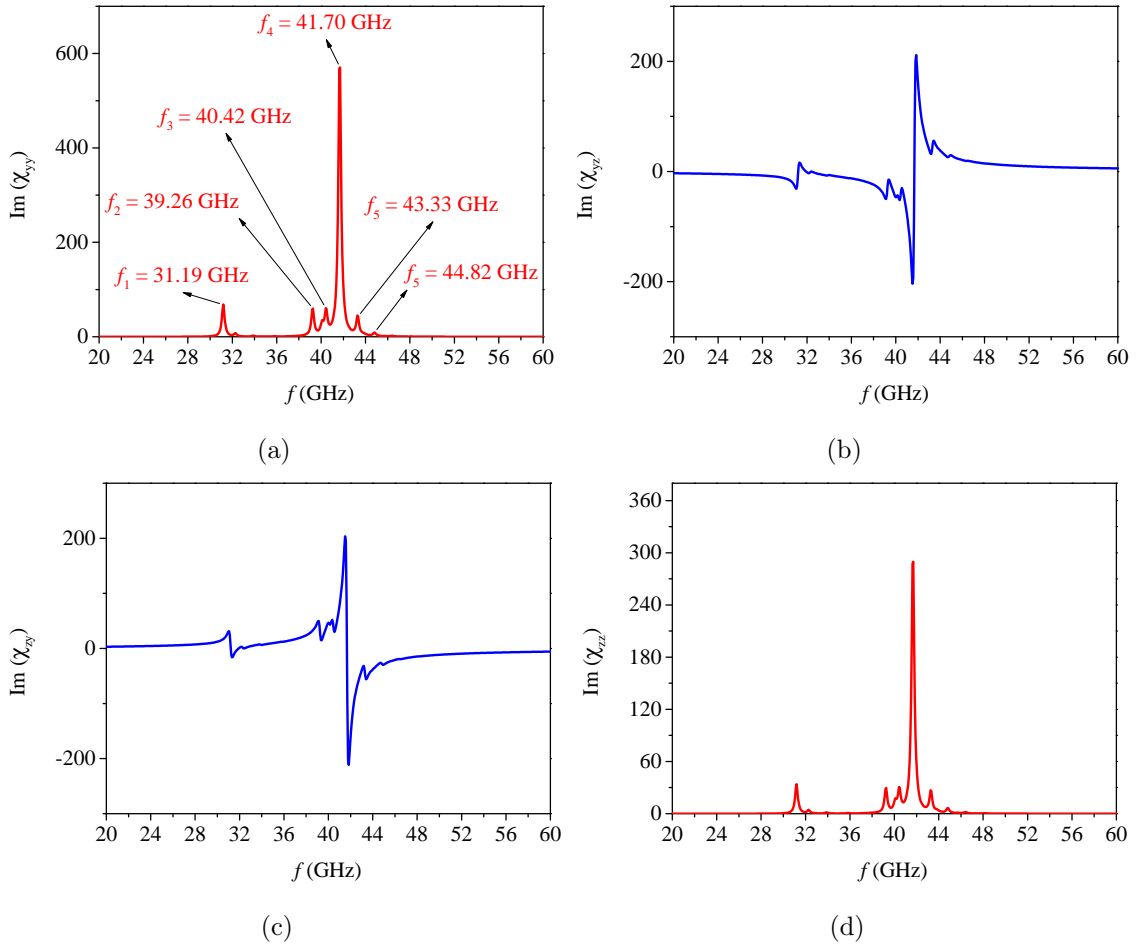


Figura 15: Parte imaginária dos elementos não-nulos do tensor de susceptibilidade dinâmica referentes às amplitudes δs_y e δs_z com relações às componentes y e z do campo alternado.

Portanto, como pode ser visto da Figura 15, a partir do nosso método numérico, obtivemos uma banda de frequências centrada em 41.70 GHz, bem próximo do valor esperado, como pode ser observado na Figura 15(a). A presença da banda com uma dada largura em GHz é devido à variação local do campo efetivo ao qual cada momento magnético está sujeito.

Chamamos a atenção para o fato de que a componente $\text{Im}(\chi_{yz}) = -\text{Im}(\chi_{zy})$. Além disso, devemos observar que o pico de ressonância em 41.70 GHz está marcado em todas

as componentes dinâmicas. É de se esperar que as contribuições para esse pico em torno de 41.70 GHz sejam dadas pelos momentos magnéticos em condições semelhantes, localmente, as de um filme ultrafino infinito de Py. Ou seja, as contribuições para o pico de ressonância em 41.70 GHz devem vir dos momentos magnéticos centrais, distantes das bordas.

As Figuras 15(a) e 15(c) apresentam as partes imaginárias dos elementos χ_{yy} e χ_{zy} do tensor referentes às oscilações das amplitudes dinâmicas δs_y e δs_z com relação a um campo oscilante ao longo do eixo y . Enquanto, as Figuras 15(b) e 15(d) apresentam a parte imaginária dos elementos χ_{yz} e χ_{zz} do tensor referentes às oscilações das amplitudes dinâmicas δs_y e δs_z com relação a um campo oscilante ao longo do eixo z .

A partir do padrão de respostas da magnetização local ao campo oscilante podemos avaliar de onde vêm as contribuições para cada componente do tensor susceptibilidade dinâmica em determinada frequência f .

Na Figura 15(a) indicamos cinco valores de frequência além do valor central (31.19 GHz, 39.26 GHz, 40.42 GHz, 43.33 GHz e 44.82 GHz), dos quais são apresentadas as contribuições locais do momento magnético associado a cada célula de simulação l para o tensor global, com l variando sobre todas as células na nanoestrutura.

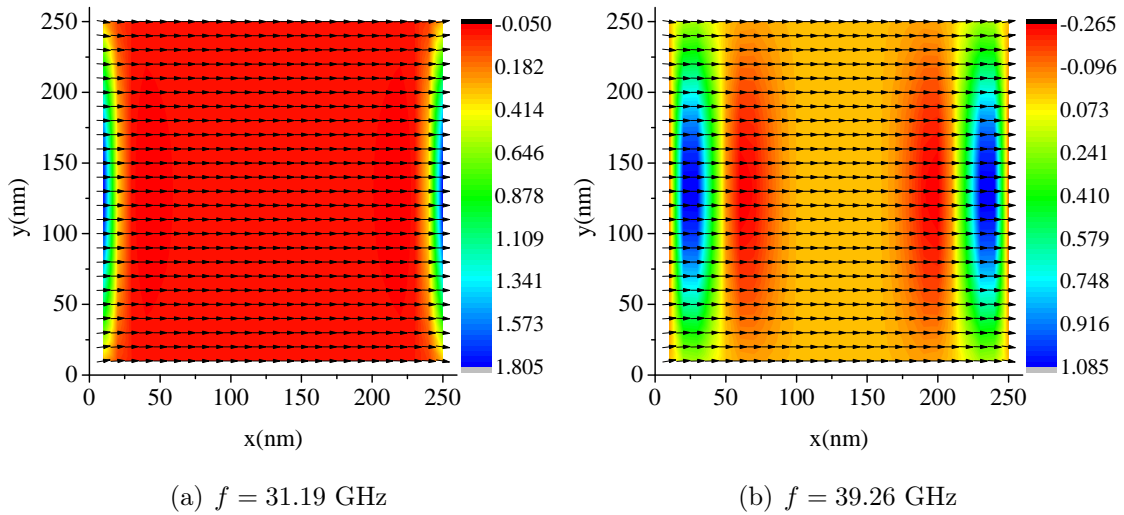


Figura 16: Contribuição local referente ao modos de oscilação abaixo da frequência de volume. O valor máximo está localizado próximo às bordas. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores corresponde à derivada da componente dinâmica $\delta s_y(l)$ com relação à componente h_y do campo oscilante

A Figura 16(a) apresenta as contribuições de cada célula de simulação ao serem excitadas pela componente y do campo oscilante ($ds_y(l)/dh_y$) na frequência de 31.19 GHz. O

modo especificado corresponde ao primeiro pico identificado na Figura 15(a) e localiza-se fora da banda de frequência em torno da FMR ($f = 41.70$ GHz). As principais contribuições para o modo de frequência em 31.19 GHz, como pode ser visto da Figura 16(a), vêm da região de borda, onde $ds_y(l)/dh_y$ varia de 1.805 a 0.05, em módulo, estando essas medidas em unidades adimensionais.

Esse tipo de oscilação é conhecido como modo de aresta e corresponde às oscilações de mais baixa frequência porque estão sujeitos aos menores campos efetivos na nanoestrutura magnética. Essas oscilações são originadas nas regiões de borda em que existam valores consideráveis na densidade de cargas magnéticas, dando origem a polos magnéticos na nanoestrutura.

A resposta local da magnetização ao campo oscilante é máxima, nesse caso, na região dos polos magnéticos, nos pontos em que a magnetização está perpendicular à superfície, resultando em custo energético alto com relação à energia magnetostática. Como pode ser visto da Figura 16(a), $ds_y(l)/dh_y \approx 0$, se l está na região central (em vermelho) do nanoelemento.

Com relação ao segundo pico de χ_{yy} , na Figura 15, em $f = 39.26$ GHz, podemos ver da Figura 16(b), que as principais contribuições da resposta local da magnetização ao campo oscilante h_y , correspondente às regiões onde $ds_y(l)/dh_y$ apresenta uma dependência crescente variando de 0.467 a 1.081 em unidades adimensionais, e, uma dependência decrescente com a componente do campo oscilante com resposta, em módulo, em torno de 0.263 em unidades adimensionais. Na região central, x variando de 100 a 160 nm, $ds_y(l)/dh_y \approx 0$.

O valor máximo de $ds_y(l)/dh_y$ abrange a faixa em que l está até 40 nm de comprimento da borda, e, o valor mínimo, localiza-se na região que l está de 50 nm a 90 nm. Esses valores de máximo e mínimo correspondem a regiões em que a componente dinâmica é uma função crescente e decrescente do campo oscilante, respectivamente. Temos então:

$$\frac{ds_\alpha(l)}{dh_\beta} > 0, \quad (5.37)$$

para regiões com contribuição local máxima e

$$\frac{ds_\alpha(l)}{dh_\beta} < 0 \quad (5.38)$$

para regiões com contribuição local mínima. Os índices α e β representam as componentes x , y e z .

Na região central da nanoestrutura temos respostas próximas de zero. Observando a Figura 14(b) referente ao mapeamento do campo dipolar, percebe-se que as contribuições locais estão na região em que ocorre o decaimento do campo dipolar, ou seja, uma faixa que se estende da borda até 90 nm (a partir dos dois extremos em x), aproximadamente, enquanto, a região de campo dipolar máximo localiza-se exatamente sobre a faixa em que a resposta da susceptibilidade é praticamente nula. Portanto, os modos de arestas possuem origem na variação do campo dipolar ao se aproximar das superfícies.

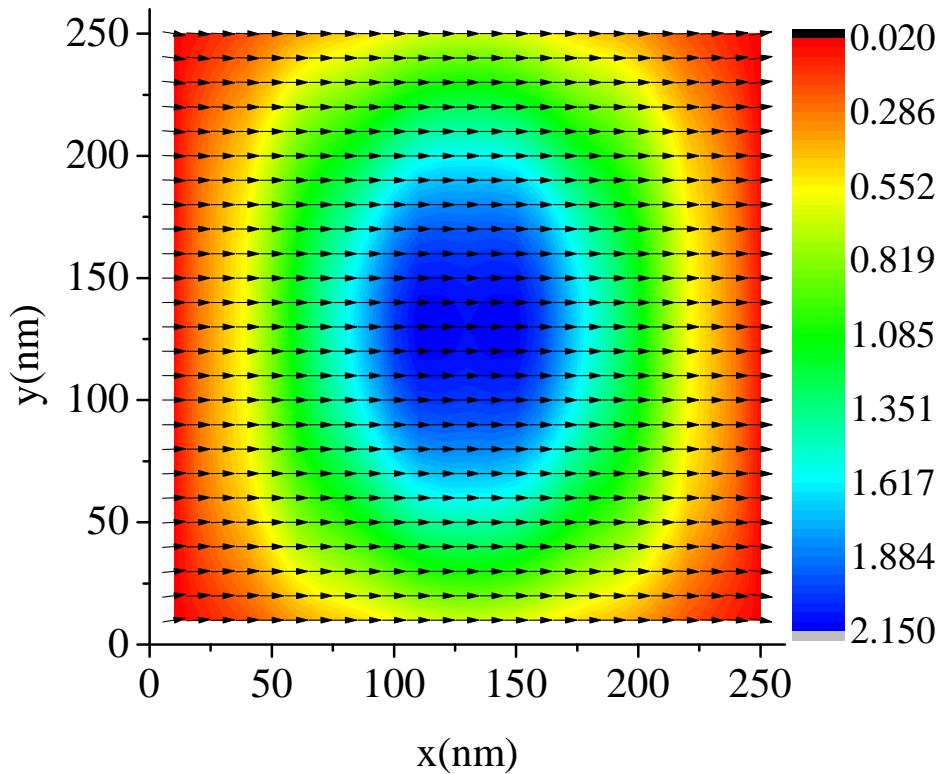


Figura 17: Contribuição local na frequência de 41.70 GHz referente ao modo de oscilação localizado na região central do nanoelemento quadrado. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores corresponde à derivada da componente dinâmica $\delta s_y(l)$ com relação à componente h_y do campo oscilante.

A Figura 17 apresenta a contribuição local na frequência de 41.70 GHz, a qual corresponde ao valor central da banda de frequências. Esse modo é localizado em um valor de frequência com boa aproximação do valor obtido classicamente através da expressão para a frequência de ressonância magnética. A resposta está localizada espacialmente na faixa central (cor azul, $ds_y(l)/dh_y = 2.15$ em unidades adimensionais) da nanoestrutura, região em que as variáveis estão sujeitas em sua maioria ao mesmo campo efetivo. Observe que as faixas delimitadas pelas outras cores, onde l se distancia do centro do nanoelemento,

correspondem a oscilações com mesma frequência, entretanto, os valores de $ds_y(l)/dh_y$ são menores, decaindo até 0.02, à medida em que a localização das variáveis se afasta da região central. Nesse caso, a contribuição para susceptibilidade na região de bordas $ds_y(l)/dh_y \approx 0$, fazendo com que o modo observado corresponda ao modo de volume da nanoestrutura.

As Figuras 18(a), 18(b) e 18(c) apresentam a contribuição local nas frequências de 40.42 GHz, 43.33 GHz e 44.82 GHz, caracterizando com mais ênfase a dependência crescente e decrescente das componentes dinâmicas com o campo oscilante. As principais contribuições são das regiões em azul e vermelho, onde as amplitudes, em módulo, são praticamente iguais. Nas regiões em torno do verde $ds_y(l)/dh_y \approx 0$.

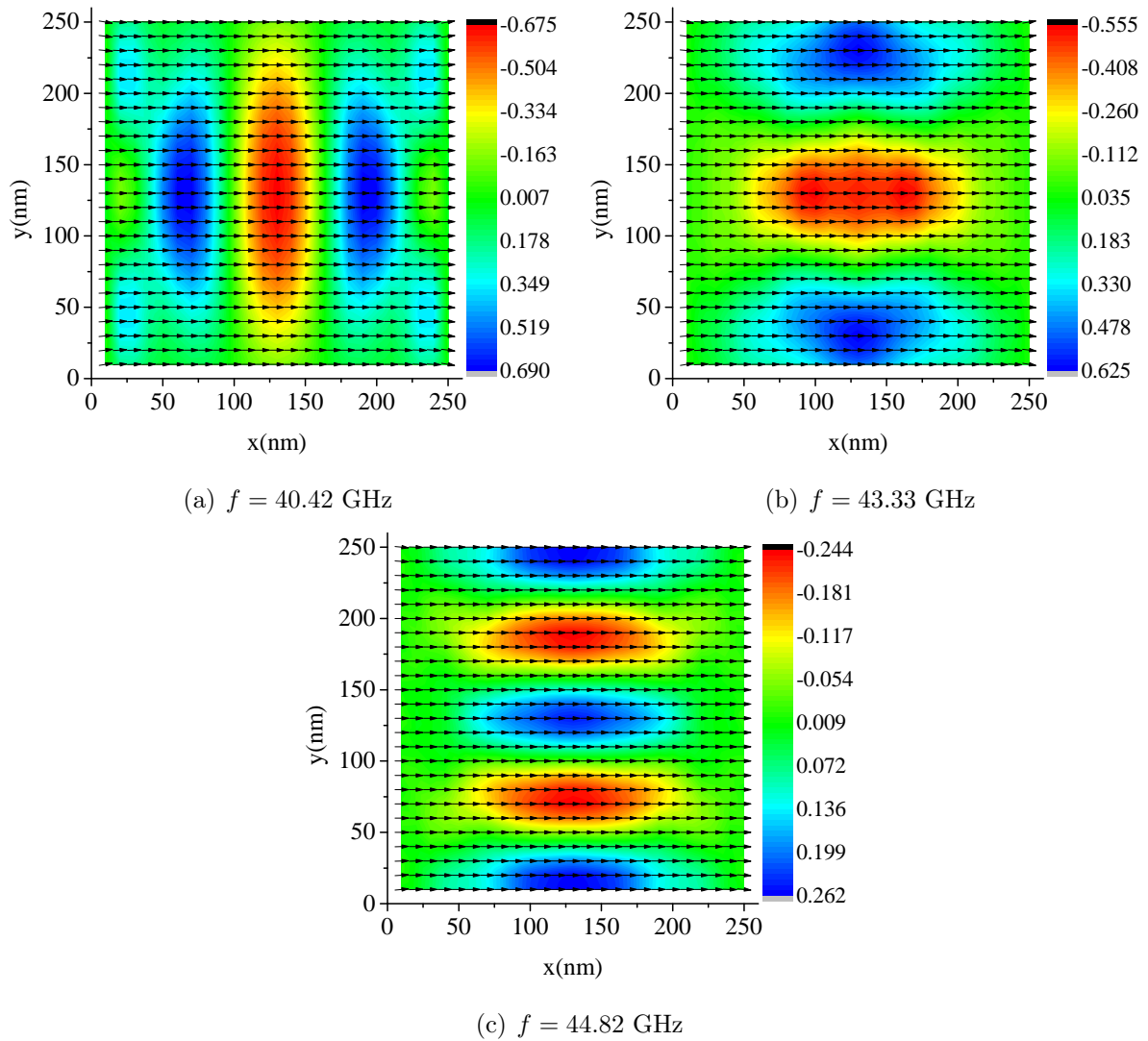


Figura 18: Contribuição local dos $\chi_{yy}(l)$ referente aos modos de oscilação de volume com inversão no sinal da derivada. Os modos localizam-se próximo ao modo de FMR e caracterizam os modos estacionários de ondas de spin.

A presença das interações dos momentos magnéticos uns com os outros, a saber, interação de troca e dipolar, faz com que não exista o modo uniforme de oscilação, contendo amplitudes iguais em todas as células de simulação. Com isso, os custos energéticos nas interações de troca e magnetostática durante a dinâmica dão origem à variação local nos valores de $ds_y(l)/dh_y$. As regiões com polos contrários de $ds_y(l)/dh_y$, em módulo, possuem valores aproximados, portanto, ao fazer a soma sobre todas as células para a construção do elemento χ_{yy} , a altura do pico torna-se bem inferior quando comparado com os outros modos.

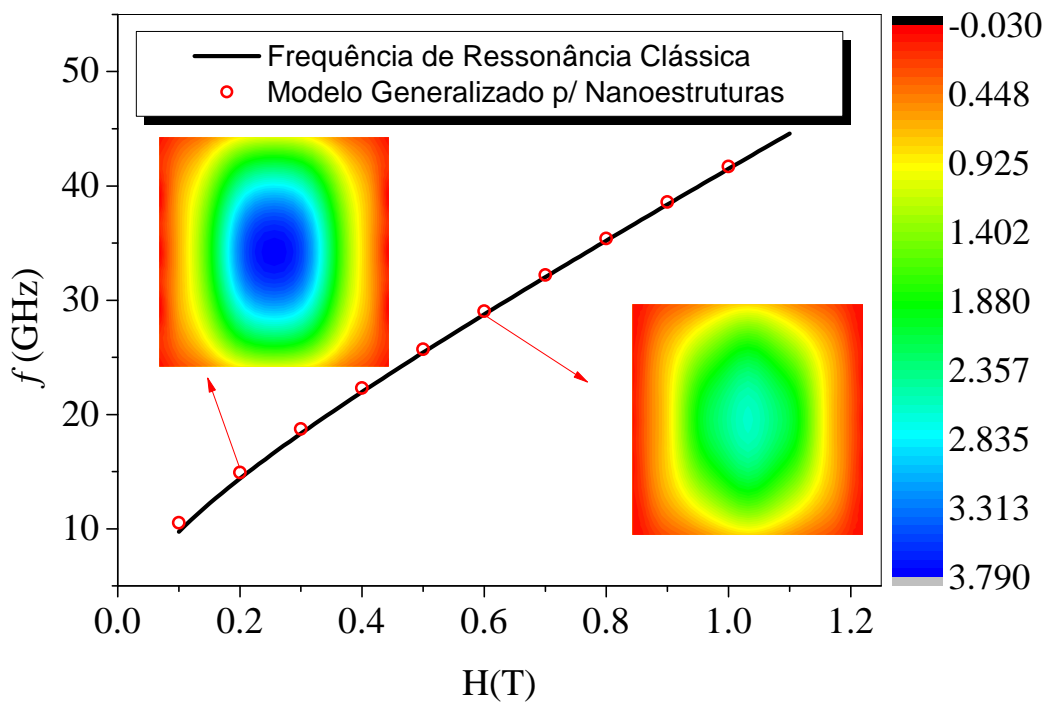


Figura 19: Comparação entre as frequências obtidas pela equação clássica da frequência de ressonância magnética (curva preta) com os valores de frequência obtidos pelo modelo desenvolvido para nanoestruturas magnéticas (pontos vermelhos).

A Figura 19 apresenta a comparação entre os valores obtidos pelo modelo desenvolvido para nanoestruturas magnéticas (pontos vermelhos) e a frequência calculada a partir da equação clássica (linha contínua) para campos externos aplicados ao longo do eixo x , variando de 0.1 T a 1.0 T.

O mapa de cores apresenta a contribuição local das amplitudes, $ds_y(l)/dh_y$, nos campos externos de 0.2 T e 0.6 T, com resposta na frequência de 14.92 GHz e 29.02 GHz, respectivamente. Os resultados indicam que embora as amplitudes sejam maiores para

campos mais baixos, quanto às contribuições nas respectivas frequências de 14.92 GHz e 29.02 GHz, as regiões que contribuem para a susceptibilidade são as regiões do centro do nanoelemento de Py com dimensões de $250 \text{ nm} \times 250 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$.

Pelo comportamento dos pontos vermelhos em relação à curva preta, quanto maior for o campo aplicado mais a frequência se aproximará do valor obtido pela expressão clássica, já que a nanoestrutura requer campos relativamente altos para conseguir com que todas as variáveis magnéticas permaneçam saturadas ao longo do eixo x .

A Tabela 2 apresenta alguns valores calculados pelo modelo desenvolvido para fins de comparação direta com a frequência de ressonância ferromagnética da expressão clássica para um filme fino infinito. Como esperado, os valores não podem ser reproduzidos exatamente devido a presença de bordas na nanoestrutura simulada. A variação espacial da magnetização devido à redução do campo efetivo nas bordas ocasiona a presença de oscilações com amplitudes diferentes. Com isso, as únicas variáveis que apresentam comportamento semelhante a um filme infinito são as que estão localizadas no centro do plano, possuindo frequência de ressonância próxima ao valor clássico. O erro relativo ϵ do cálculo diminui com o crescimento do campo externo, sendo calculado por:

$$\epsilon = \frac{|f - f_r|}{f}$$

Tabela 2: Comparação entre frequências e erro relativo

Campo Aplicado	FMR Clássica	Modelo Teórico	Erro Relativo
0.1 T	9.75 GHz	10.51 GHz	7.2%
0.3 T	18.34 GHz	18.72 GHz	2%
0.5 T	25.42 GHz	25.70 GHz	1.2%
0.7 T	32.01 GHz	32.21 GHz	0.62%
0.9 T	38.37 GHz	38.59 GHz	0.57%

Dessa maneira, a reprodução dos resultados analíticos de um filme ultrafino infinito com o método numérico, em um nanoelemento de $250 \text{ nm} \times 250 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$, de certa forma, valida a nossa proposta de estudo da dinâmica de sistemas magnéticos nanoestruturados a partir da susceptibilidade dinâmica. Esse resultado, nos impulsiona a checar outros limites, como por exemplo a dinâmica de uma nanofita ferromagnética.

5.4 Efeitos geométricos em nanofitas ferromagnéticas com magnetização uniforme

Como a energia de interação dipolar é função da magnetização de saturação (M_S) é esperado que os efeitos sejam mais eficientes em materiais que possuem alta magnetização de saturação.

Assim, nanofitas de materiais ferromagnéticos com altos valores de magnetização de saturação apresentam alta dependência nos fatores geométricos da estrutura. Esse efeito se apresenta através do que chamamos de anisotropia de forma e é capaz de induzir um estado de magnetização uniforme bastante estável ao longo do eixo longitudinal da nanofita. Na figura 20 apresentamos uma nanofita ferromagnética com dimensões físicas (l_x, l_y, l_z). Quanto maior a dimensão l_x comparada com as demais (l_y e l_z), maior é a anisotropia de forma que favorece a magnetização ao longo da componente x .

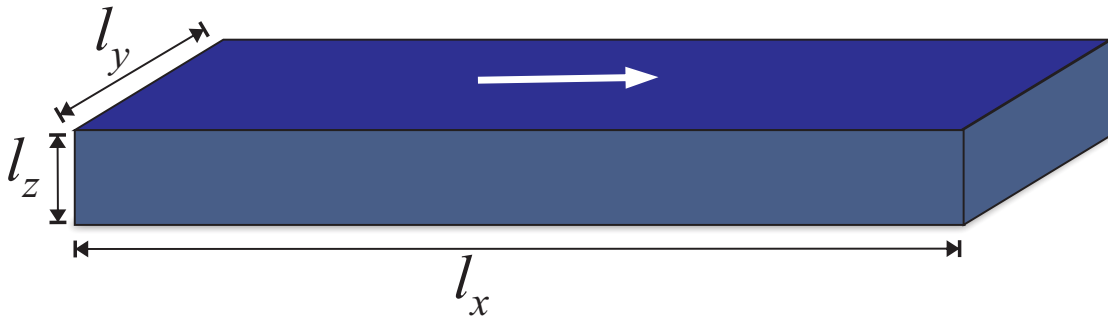


Figura 20: Nanofita ferromagnética esquemática com dimensões (l_x, l_y, l_z).

A estabilidade da fase uniforme gera histereses magnéticas com alta coercividade, gerando grande interesse na compreensão de suas propriedades para possíveis aplicações em memórias magnéticas não-voláteis.

O confinamento geométrico tem grande influência sobre o estado magnético, e, conseqüentemente, as frequências de oscilação dos modos observados podem ser alteradas dependendo de quais modificações sejam realizadas na nanoestrutura [20, 36].

Um estudo experimental, em nanofitas de Py, realizado por Ding *et al* [20], demonstrou através de Espectroscopia de Ressonância Ferromagnética de Banda Larga que o comportamento dinâmico é uma função dos parâmetros geométricos. Além disso, mostrou que o espectro de FMR de uma nanofita isolada é diferente do espectro de nanofitas que interagem, entre si, por interação dipolar. As nanofitas foram sintetizadas com dimensões $l_x = 10 \mu\text{m}$, $l_z = 30 \text{ nm}$, com a largura l_y variando de 120 nm a 540 nm.

O estudo dinâmico foi realizado para o estado de remanência após a saturação das nanofitas. Os pesquisadores observaram um único pico no espectro de absorção de FMR, o qual identificaram como sendo uma onda estacionária de spin, com a frequência de ressonância decaindo com o aumento da largura, observe a Figura 21 retirada da referência [20]. A diminuição da frequência está associada à variação espacial da magnetização nas bordas da nanofita devido ao aprisionamento dipolar nessas regiões [95].

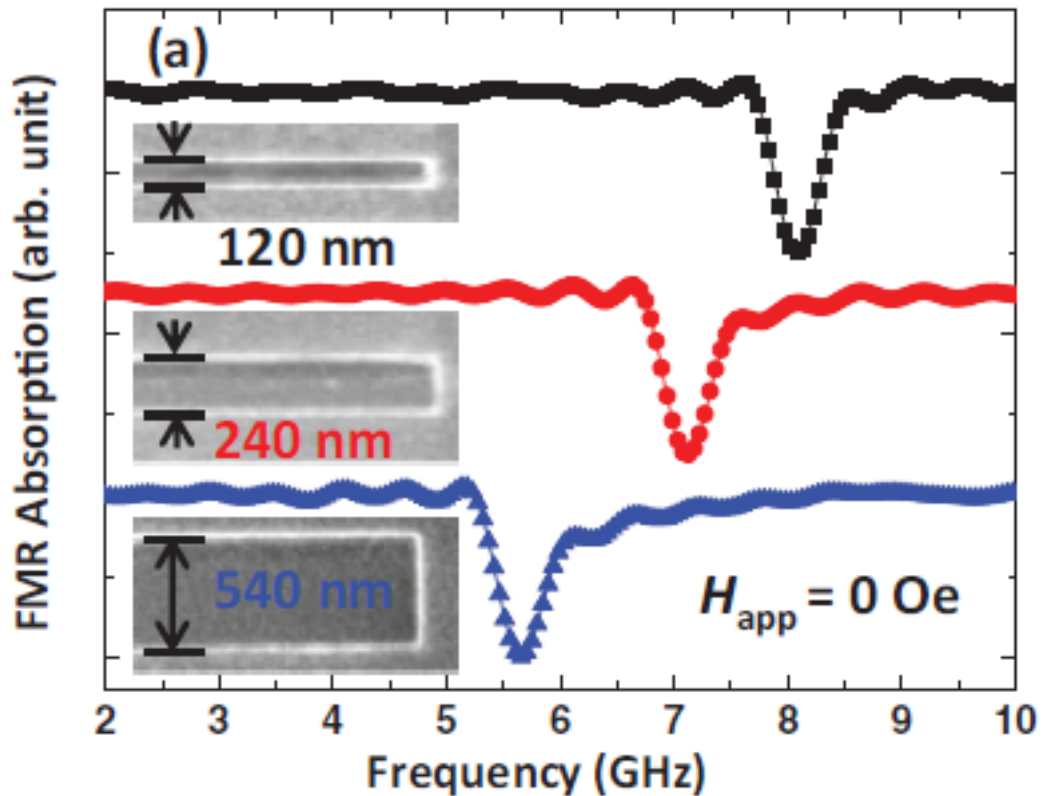


Figura 21: Gráfico retirado da referência [20] apresentando estudo experimental sobre o aumento da frequência de ressonância para ondas estacionárias com a diminuição da largura da nanofita.

Outro estudo a ser ressaltado foi realizado por Dai *et al* [36], a saber, um estudo teórico via simulações micromagnéticas sobre nanofitas compostas por uma liga de Ferro e Gálio (FeGa) com dimensões $l_z = 10$ nm, l_y variando de 30 nm a 80 nm e l_x variando de 200 nm a 1 μ m.

O comportamento dinâmico da magnetização foi obtido utilizando a técnica da Transformada Rápida de Fourier (FFT). Como pode ser visto na Figura 22, a técnica de FFT possibilitou a identificação de dois picos de ressonância nos elementos do tensor de susceptibilidade dinâmica. Um pico foi associado às oscilações de volume da nanofita e outro

pico, em frequência mais baixa, referente às oscilações das variáveis localizadas nas bordas da nanofita. Os pesquisadores também constataram que o valor da frequência de ressonância possui uma dependência funcional com os parâmetros geométricos da nanofita, apresentando um aumento na frequência para nanofitas mais estreitas. Para nanofitas mais estreitas, o intervalo de frequências que separa o modo de volume do modo de aresta é maior.

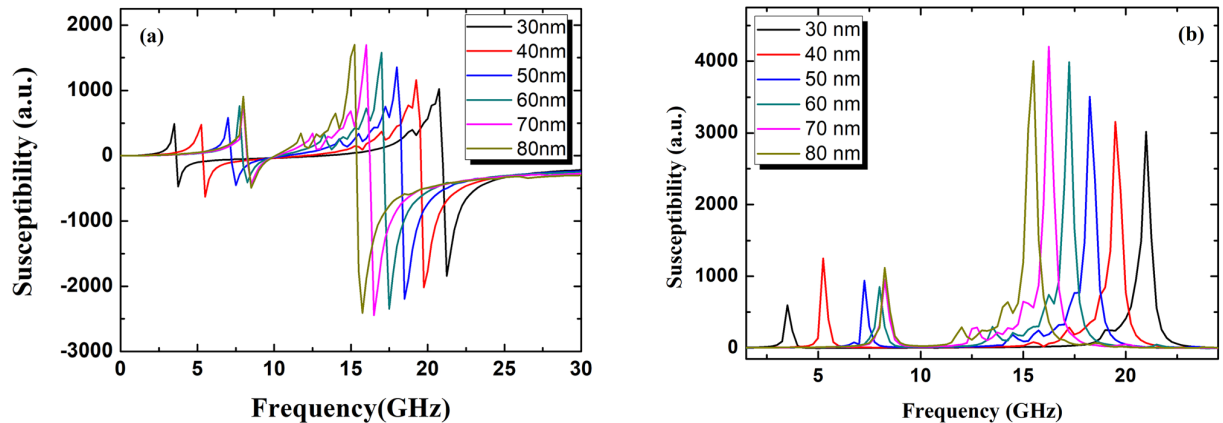


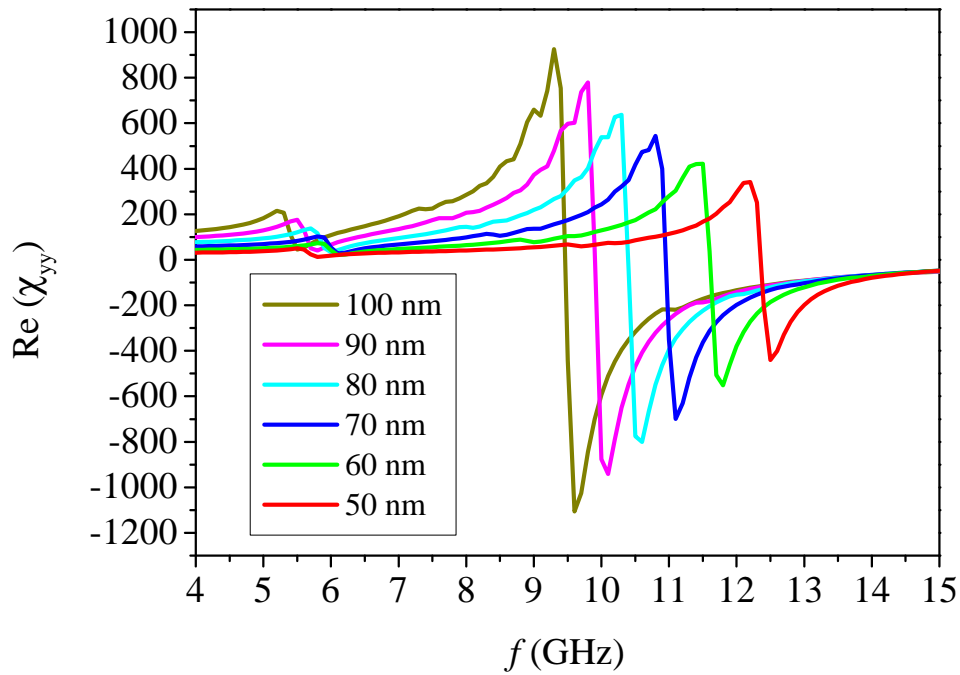
Figura 22: Gráfico retirado da referência [36] apresentando as partes (a) real e (b) imaginária da susceptibilidade dinâmica para diferentes larguras em nanofitas de FeGa com 10 nm de altura e 500 nm de comprimento.

Também como alternativa extraordinária de validação do nosso método de cálculo, buscamos reproduzir a fenomenologia associada aos resultados de Dai et all [36].

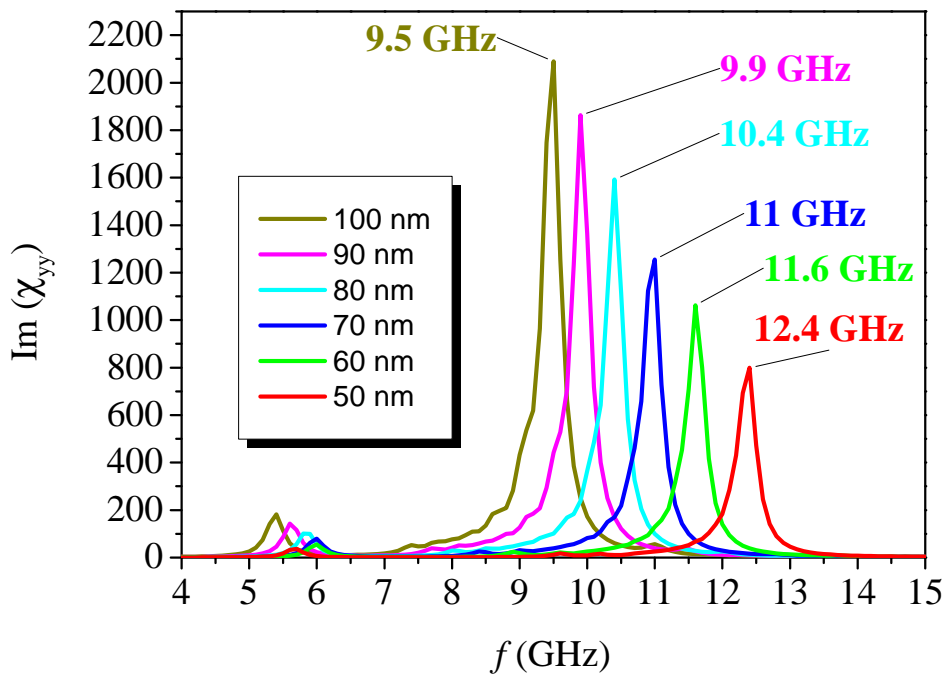
Consideramos nanofitas de Py com dimensões $l_x = L = 1 \mu\text{m}$, $l_z = t = 10 \text{ nm}$ e $l_y = W$ variando de 50 nm a 100 nm. Na Figura 23 apresentamos o espectro e suas respectivas frequências de ressonância magnética. A amplitude do campo oscilante utilizada foi de 10 mT.

A Figura 23 apresenta a parte imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade dinâmica, referente às respostas da amplitude δs_y com relação à componente y do campo oscilante. As simulações foram realizadas para nanofitas com 1 μm de comprimento e 10 nm de altura, em estado de remanência, para valores distintos de largura, com $W = 50, 60, 70, 80, 90$ e 100 nm.

A diminuição da largura sobre o eixo transversal ocasionou aumento significativo nos valores de frequência para o modo de oscilação de volume, além de aumentar o intervalo de separação entre o modo de borda e o modo de volume.



(a)



(b)

Figura 23: Partes (a) Real e (b) Imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade dinâmica apresentando a variação da frequência de ressonância com a largura da nanofita de Py.

Em acordo com resultados experimentais e com outros modelos teóricos, observamos que há um crescimento na frequência de ressonância magnética à medida em que utiliza-

mos nanoelementos mais alongados. Como pode ser visto na Figura 23, a nanofita com largura $W = 100$ nm apresentou frequência em 9.5 GHz, enquanto a largura $W = 50$ nm teve um aumento para 12.4 GHz, correspondendo a um ganho de aproximadamente 2500 MHz.

Esse resultado é esperado, já que quanto maior a força restauradora, maior é a frequência de oscilação. Como o campo efetivo calculado na região central é em torno de 1.8 T, ao longo do eixo x , e o domínio central está alinhado com o eixo longitudinal, é esperado que as contribuições do domínio, para a susceptibilidade, sejam das componentes transversais, ou seja, elementos χ_{yy} e χ_{zz} .

Os modos de ressonância destacados são referentes aos modos de volume com susceptibilidade máxima na região central, decaindo à medida em que se aproximam das extremidades da nanofita. A região central da nanofita corresponde à fração da nanoestrutura com magnetizações locais mais estáveis, possuindo maiores valores de campo efetivo.

O estreitamento da nanofita induz alta anisotropia de forma, fortalecendo o confinamento da magnetização ao longo do eixo longitudinal, fato que pode ser observado ao calcularmos o campo coercivo na curva de histerese.

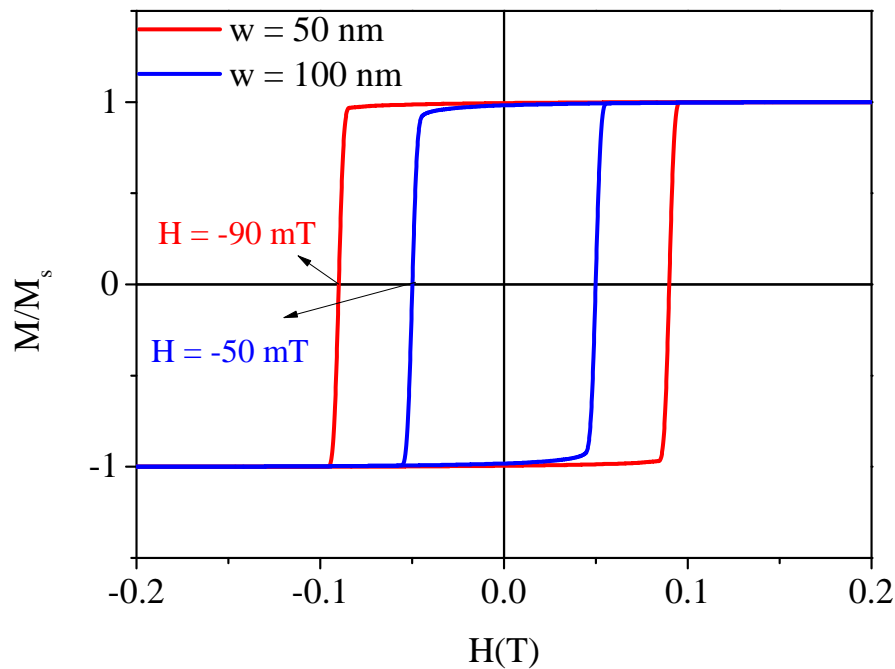


Figura 24: Curvas de histerese para nanofitas de Py com dimensões $1 \mu\text{m}$ de comprimento, e 10 nm de altura.

A Figura 24 apresenta as curvas de histerese com campo inicial de $H = 0.2$ T para uma fita de Py($1000 \text{ nm} \times W \text{ (nm)} \times 10 \text{ nm}$), com $W = 50 \text{ nm}$ e $W = 100 \text{ nm}$. Como pode ser visto, a nanofita mais estreita, como esperado, possui maior coercividade, gerando uma maior estabilidade da magnetização ao longo do eixo x . Para $W = 50 \text{ nm}$ obtivemos um campo coercivo de módulo $H_c = 90 \text{ mT}$, enquanto para $W = 100 \text{ nm}$ o campo coercivo é inferior $H_c = 50 \text{ mT}$.

Portanto, analisando o padrão de contribuições da resposta da componente y da magnetização local $s_y(l)$ ao campo oscilante h_y , na fita de Py($1000 \text{ nm} \times 100 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$), na Figura 25, na frequência de 9.5 GHz (picos nas componentes real e imaginária do tensor χ_{yy}), vemos que $ds_y(l)/dh_y$ existe em praticamente toda a fita.

Como pode ser visto da Figura 25, embora as contribuições máximas de $ds_y(l)/dh_y$, estejam localizadas na faixa de dimensão x vai de 300 nm a 700 nm e na dimensão y vai de 30 nm a 80 nm , correspondam a uma área de apenas 20% da área total, a região em que $ds_y(l)/dh_y \approx 0$ é desprezível.

O intervalo de frequências que separa os modos de volume e de arestas também cresce à medida que a largura da fita diminuiu. Para a fita de Py($1000 \text{ nm} \times 100 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$) o intervalo de frequência que separa os modos de volume e de arestas é de 5.4 GHz . Enquanto para a fita Py($1000 \text{ nm} \times 50 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$) o intervalo de separação dos modos é de 6.7 GHz . Quanto à largura do pico, calculada à meia altura, não ocorreram mudanças significativas, permanecendo todas ao redor de 300 MHz .

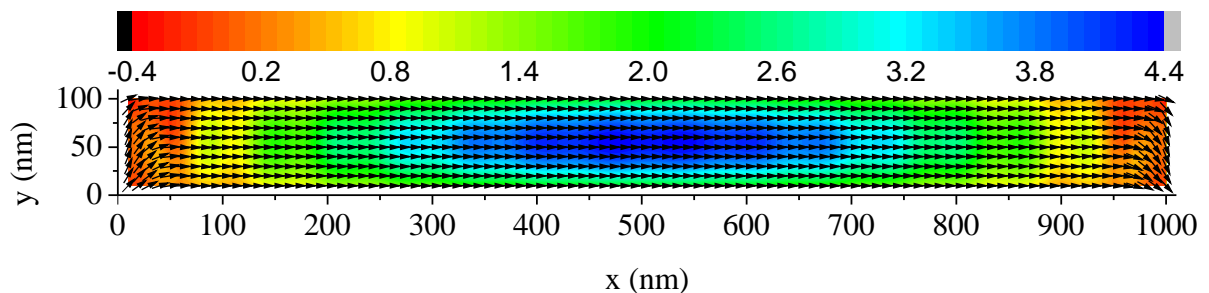
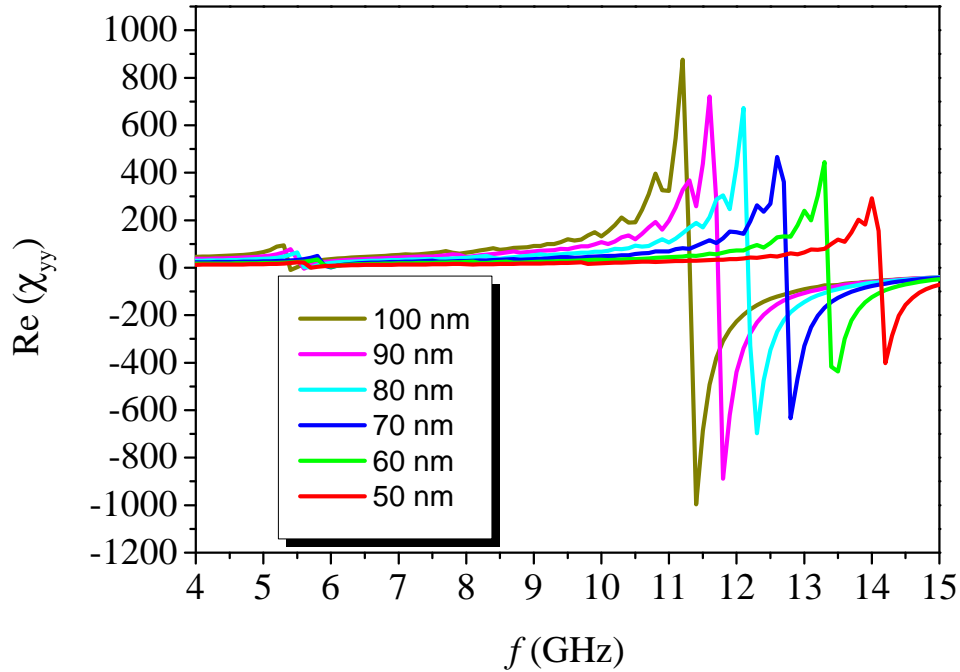


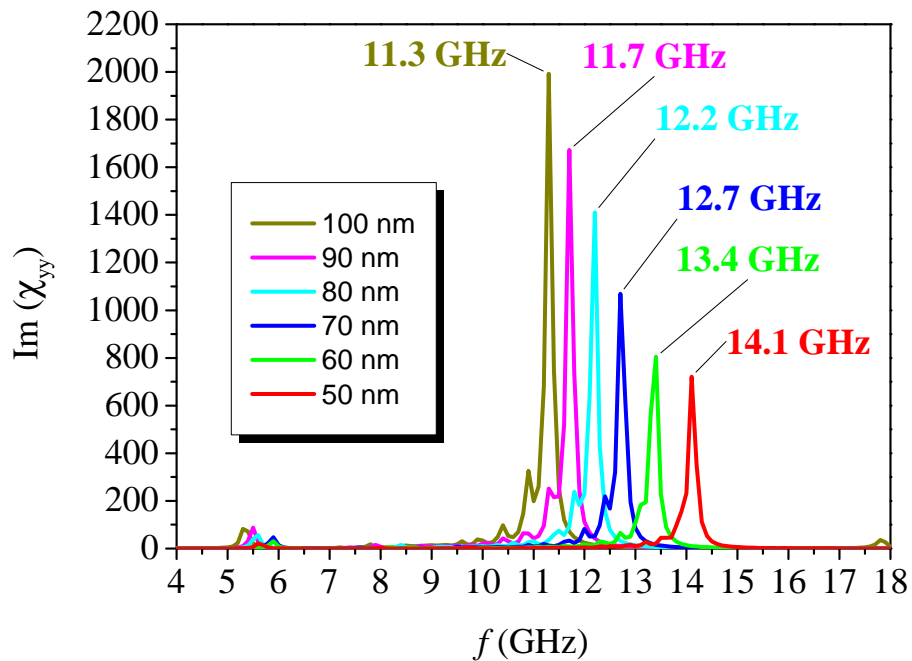
Figura 25: Contribuição local para a parte imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade no modo de domínio. A frequência calculada foi $f = 9.5 \text{ GHz}$ em uma nanofita de Py com dimensões $1 \mu\text{m}$ de comprimento, 100 nm de largura e 10 nm de altura, em estado de remanência. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores corresponde à derivada da componente dinâmica $\delta s_y(l)$ com relação à componente h_y do campo oscilante.

Para efeito de comparação, fizemos o mesmo estudo para nanofitas de Fe($1000 \text{ nm} \times$

W (nm) \times 10 nm). Nossos resultados indicam que os fenômenos são qualitativamente equivalentes. Todavia, considerando os parâmetros magnéticos do Fe, o intervalo de excitações do Fe acontece em frequências mais altas.



(a)



(b)

Figura 26: Partes (a) Real e (b) Imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade dinâmica apresentando a variação da frequência de ressonância com a largura da nanofita de Fe(1000 nm \times W (nm) \times 10 nm).

A Figura 26 apresenta as partes real e imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade para nanofitas de Fe com comprimento e altura fixas em $1\mu\text{m}$ e 10 nm , respectivamente. A largura W variou de 50 nm a 100 nm , repetindo-se a fenomenologia do aumento da frequência de ressonância para nanofitas mais estreitas, além do aumento no intervalo de separação entre as frequências do modo de volume e de aresta.

Em termos de comparação com o Py, como os parâmetros magnéticos do Fe possuem intensidade maior, a saber, a rigidez de troca e a magnetização de saturação, além da presença de anisotropia magnetocristalina, o campo efetivo torna-se mais elevado. Consequentemente, temos frequências de ressonância mais altas para nanofitas compostas por Fe.

Portanto, comparando nossos resultados com os resultados obtidos experimentalmente e através de outros modelos teóricos, concluímos que o método desenvolvido consegue realizar a reprodução qualitativa de ambos, comprovando boa eficiência no estudo de materiais nanoestruturados.

Os sistemas magnéticos nanoestruturados de mais interesses são aqueles em que a magnetização exibe variação espacial. Como por exemplo, paredes de domínios e vórtices magnéticos.

5.5 Paredes de Domínio via Campos de Interface

No contexto de paredes de domínio, restringiremos nosso estudo a sistemas em que um material ferromagnético é crescido sobre um substrato vicinal antiferromagnético. Na Figura 27 apresentamos um esquema de um filme ferromagnético crescido sobre um substrato antiferromagnético vicinal. A superfície vicinal, plano de altos índices Miller, é tal que exibe as duas sub-redes do substrato antiferromagnético expostas na superfície. Como consequência, a superfície apresenta degraus de comprimento L , com as duas sub-redes alternadamente. Assim, o filme ferromagnético está sujeito a um campo de interface variável, onde o campo de interface é H_{int} em um degrau e $-H_{int}$ no degrau subsequente.

Rebouças *et al* [56] mostraram que a estrutura de equilíbrio desse sistema, bem como a nucleação de paredes de domínio nessa estrutura é função não só dos parâmetros magnéticos, mas também dos parâmetros físicos. Sendo assim, em acordo com o estudo de Rebouças *et al*, consideraremos dimensões em que prevaleçam as paredes de domínio polares (*head-to-head*, *tail-to-tail* [60]).

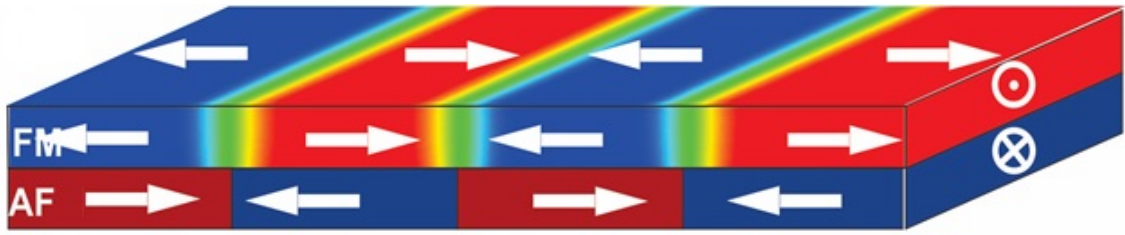


Figura 27: Filme ferromagnético (FM) sobre um substrato antiferromagnético vicinal (AF). O substrato AF exibe as duas sub-redes de forma que o filme FM está sujeito a um campo de interface variável.

O sistema físico em estudo consiste de uma nanofita ultrafina de Py crescida sobre um substrato AF vicinal com degraus de 78 nm, largura de 45 nm, 6 nm de altura e sujeitos a campos de interface variável ($H_{int} = \pm 0.556$ T). A partir da configuração de equilíbrio desse sistema, ver figura 28, podemos ver que uma parede de domínio é formada na nanofita de Py. A parede apresenta uma largura $\Delta_{wall} \approx 11.4$ nm.

A Figura 28 apresenta o padrão de magnetização da nanofita de Py (156 nm \times 45 nm \times 6 nm), com o código de cores indicando a intensidade do campo efetivo local em Tesla. Nesse caso, a região central da parede de domínio apresenta valores de campo efetivo que variam de 4.9 T a 7.1 T, os quais são distribuídos ao longo do eixo transversal.

O valor mínimo do campo efetivo na parede de domínio localiza-se na base, correspondendo à região mais estreita da parede. Já na região central do domínio magnético temos uma faixa de campo efetivo mais estreita, com largura de 1.4 T, variando de 5.9 T a 7.3 T.

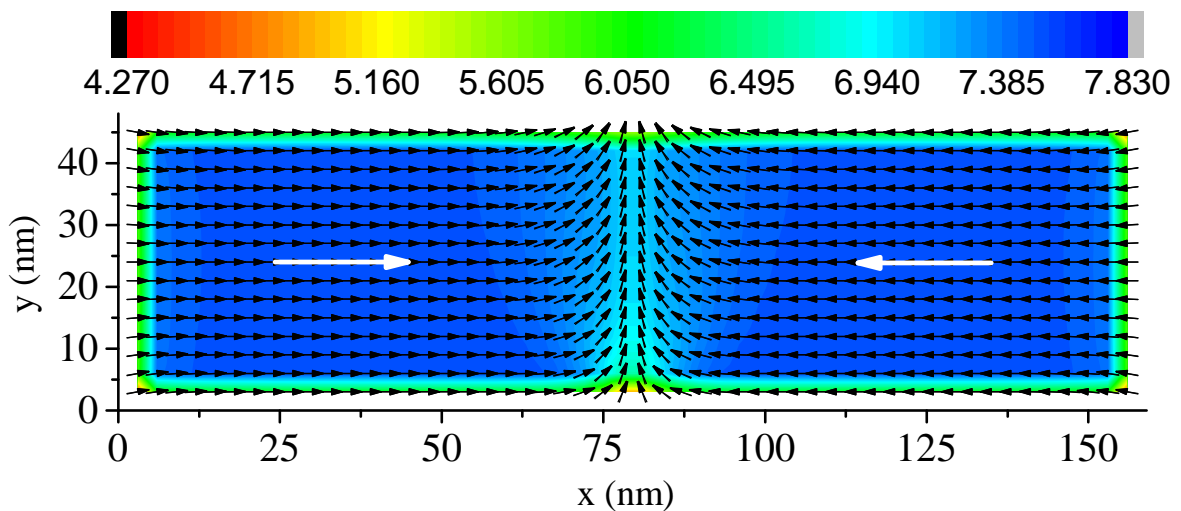


Figura 28: Mapa de vetores representando o ordenamento magnético da nanofita de Py com dimensões (156 \times 45 \times 6) nm³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. O mapa de cores apresenta o valor local do campo efetivo em Tesla.

As Figuras 29 e 30 apresentam o mapeamento local dos campos dipolar e de troca, respectivamente. Os vetores indicam as direções dos campos e o mapa de cores apresenta os valores em Tesla. A distribuição espacial do campo dipolar na região da parede de domínio é responsável pela variação na largura da parede, resultando em um estreitamento na base, região em que o campo de troca se torna muito superior ao campo dipolar, fato que pode ser observado comparando-se as figuras 29 e 30.

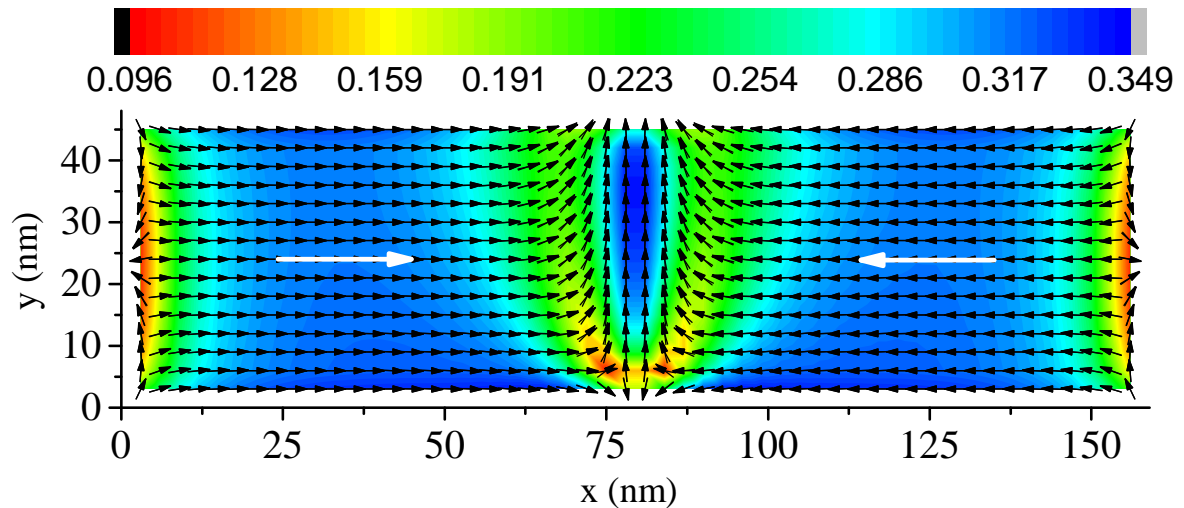


Figura 29: Mapa do campo dipolar local indicando a direção e o módulo em Tesla para uma nanofita de Py com dimensões $(156 \times 45 \times 6) \text{ nm}^3$ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T.

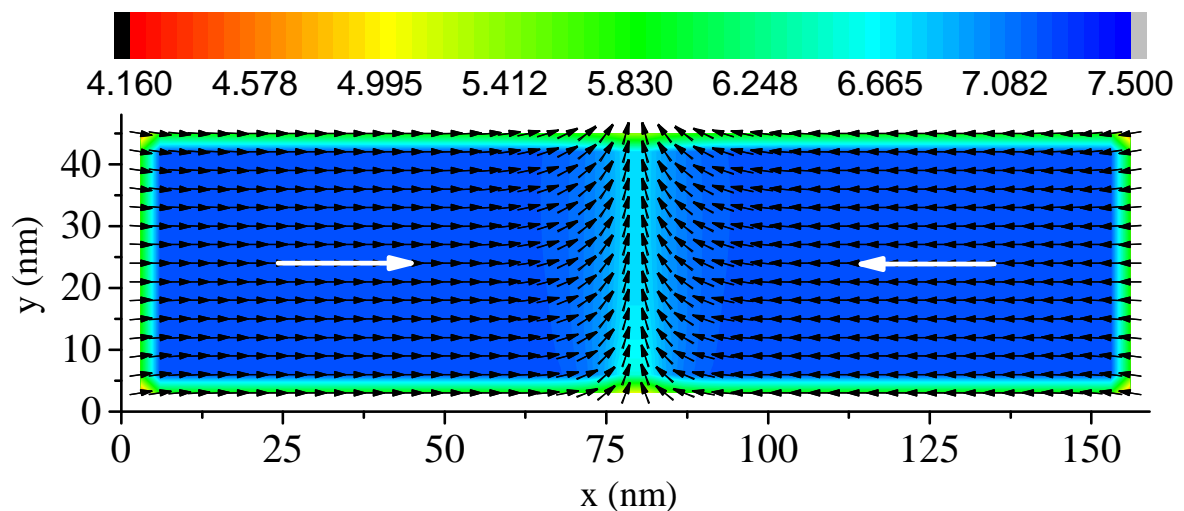


Figura 30: Mapa do campo de troca local indicando a direção e o módulo em Tesla para uma nanofita de Py com dimensões $(156 \times 45 \times 6) \text{ nm}^3$ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T.

A Figura 31 apresenta a componente x da magnetização média $\mu_x(i)$, calculada a partir da equação 5.39, ao longo do eixo longitudinal.

$$\mu_x(i) = \frac{1}{N_y N_z} \sum_{j,k} s_x(i, j, k) \quad (5.39)$$

Sendo $s_x(i, j, k)$ a componente x da magnetização de equilíbrio da célula localizada no ponto de coordenadas (i, j, k) . Além disso, N_y e N_z correspondem ao número de células de simulação em y e z . A curva azul apresenta a magnetização média $\mu_x(i)$ e a curva vermelha apresenta a derivada de $\mu_x(i)$ em relação a x , através da qual calculamos o valor aproximado da largura da parede utilizando a técnica de meia altura. O nanoelemento de Py com altura de 6 nm sujeito a um campo de interface de 0.556 T nucleou uma parede com largura de aproximadamente $\Delta_{wall} = 11.4$ nm.

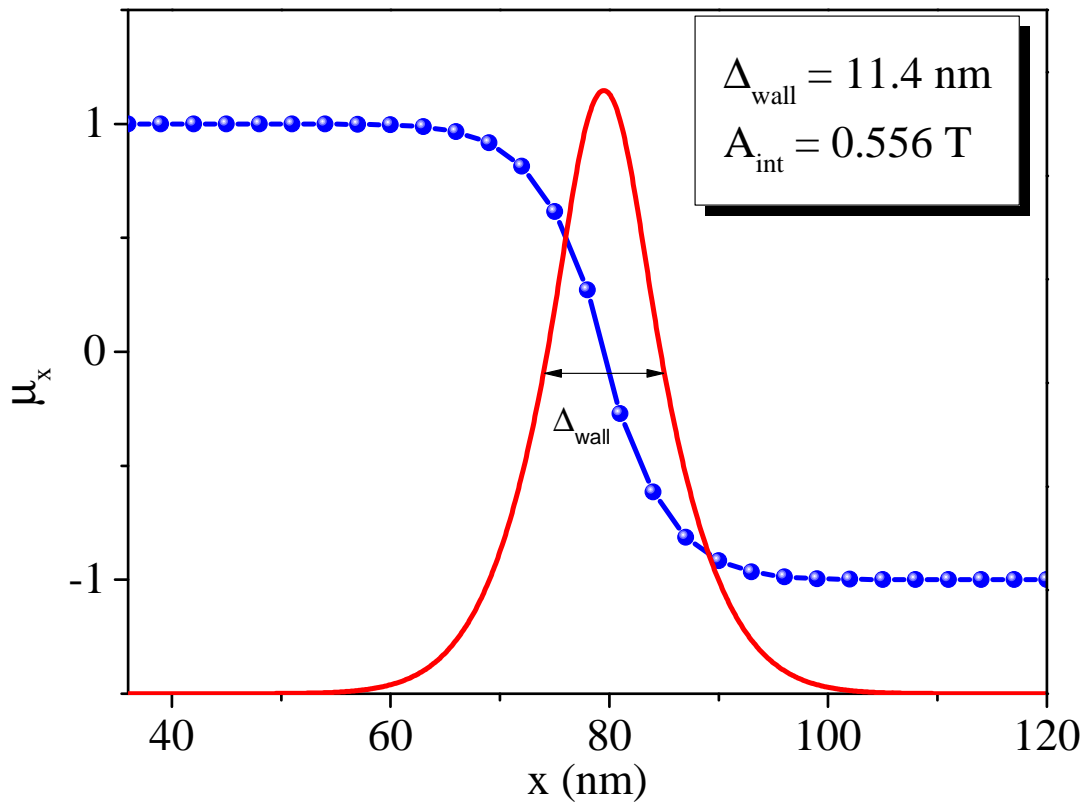


Figura 31: Variação da componente x da magnetização ao longo do eixo longitudinal. A grandeza Δ_{wall} representa largura da parede domínio calculada à meia altura.

É importante realçar que se queremos analisar os modos de excitação da parede de domínio, a polarização do campo oscilante deve ser perpendicular a magnetização naquela região. Portanto, para estudar os modos de paredes de domínio, como no caso da figura 28, consideraremos a polarização x do campo oscilante.

A Figura 32 apresenta a parte imaginária do elemento χ_{xx} do tensor de susceptibilidade, indicando as oscilações da componente dinâmica δs_x com relação à componente h_x do campo oscilante. A banda de frequências apresentada corresponde às oscilações das variáveis magnéticas localizadas na região de parede de domínio, as quais possuem grandes componentes de equilíbrio $s_y(i)$. Podemos identificar dois modos de oscilação com alta susceptibilidade dentro da banda de frequências, caracterizados a seguir pela contribuição local de cada célula de simulação.

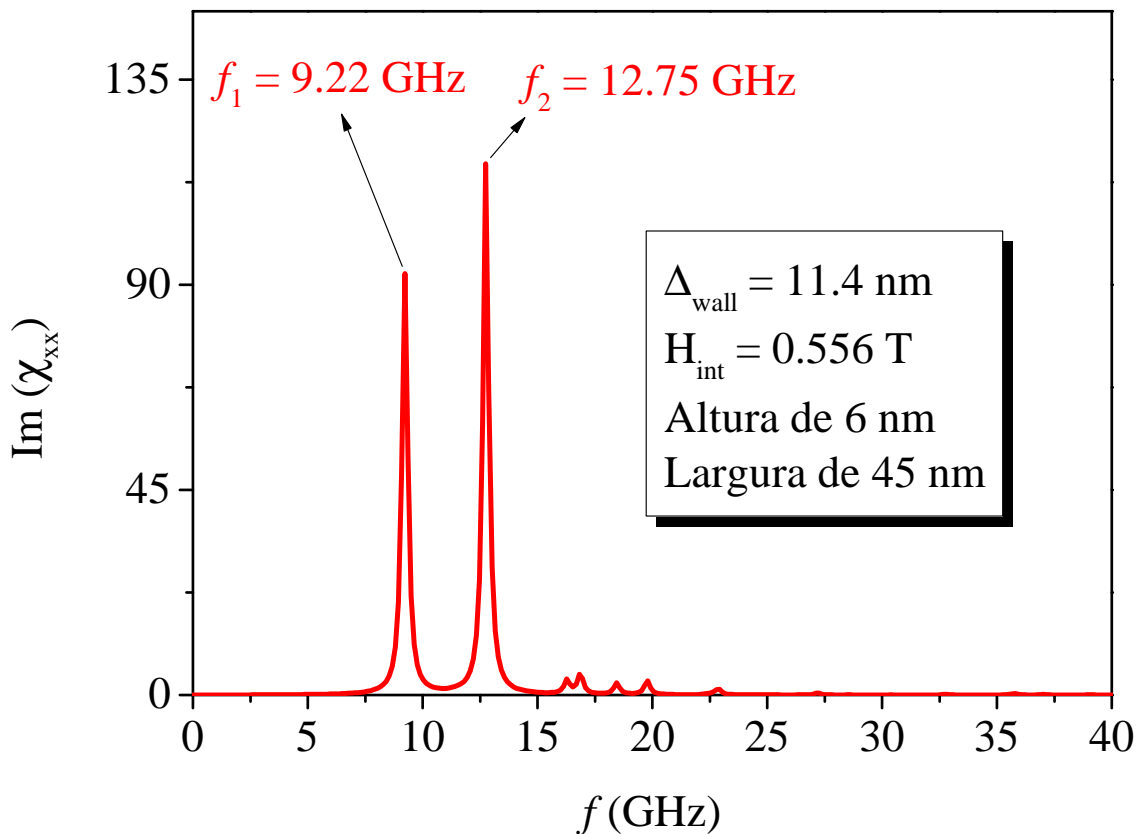


Figura 32: Parte imaginária do elemento χ_{xx} do tensor de susceptibilidade indicando a oscilação da amplitude dinâmica δs_x com relação à componente x do campo oscilante em um nanoelemento de Py com dimensões $(156 \times 45 \times 6) \text{ nm}^3$ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T.

A Figura 33 mostra o perfil da resposta das componentes $\delta s_x(l)$ ao campo oscilante h_x na frequência $f_1 = 9.22 \text{ GHz}$. O padrão mostra que a resposta nessa frequência é um modo localizado na região da parede de domínio, onde o campo efetivo é menos intenso. No restante da fita (região em vermelho) $ds_x(l)/dh_x \approx 0$.

Na base da parede, o deslocamento angular entre as variáveis magnéticas reduz o campo efetivo. Com relação à interação de troca, o alinhamento não-paralelo traz custos

energéticos consideráveis para a configuração magnética entre as variáveis. Isso justifica o valor de frequência mais baixo.

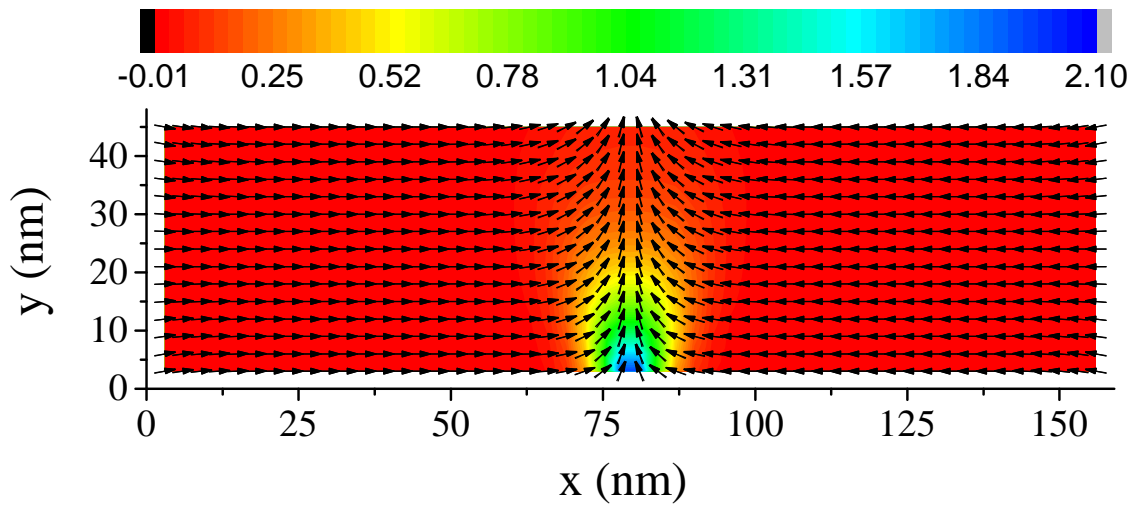


Figura 33: Contribuição local para a parte imaginária do elemento χ_{xx} do tensor de susceptibilidade para a frequência $f_1 = 9.22$ GHz em um nanoelemento de Py com dimensões $(156 \times 45 \times 6)$ nm³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores apresenta a derivada da componente dinâmica $\delta s_x(l)$ com relação à componente h_x do campo oscilante.

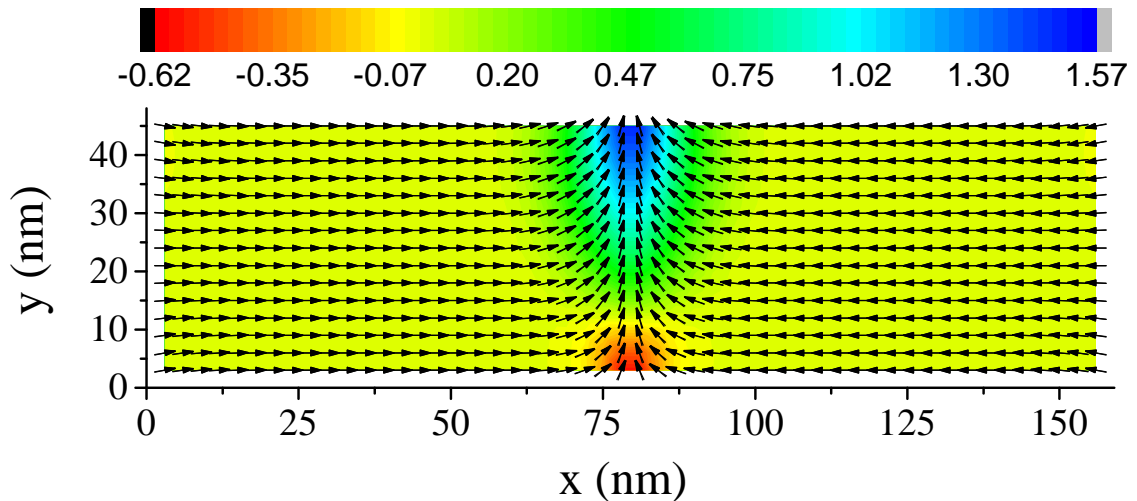


Figura 34: Contribuição local para a parte imaginária do elemento χ_{xx} do tensor de susceptibilidade para a frequência $f_2 = 12.75$ GHz em um nanoelemento de Py com dimensões $(156 \times 45 \times 6)$ nm³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores apresenta a derivada da componente dinâmica $\delta s_x(l)$ com relação à componente h_x do campo oscilante.

A Figura 34 apresenta o segundo modo de oscilação em $f_2 = 12.75$ GHz, indicando

regiões de parede de domínio que oscilam em mesma frequência, porém, com diferenças significativas nas contribuições locais de susceptibilidade devido à variação de campo efetivo. Nessa frequência as contribuições $d\delta s_x(l)/dh_x$ localizam-se nas regiões extremas da parede de domínio, caracterizadas também por valores não-nulos de cargas magnéticas de volume devido variação espacial da magnetização.

Com relação ao segundo modo, as maiores contribuições na região da parede de domínio localizam-se na faixa de 12 nm a 45 nm, ao longo do eixo y . Todavia, a região inferior da parede de domínio (região em vermelho) também contribui para a susceptibilidade na frequência $f_2 = 12.75$ GHz. No restante da fita (região em amarelo) $d\delta s_x(l)/dh_x \approx 0$.

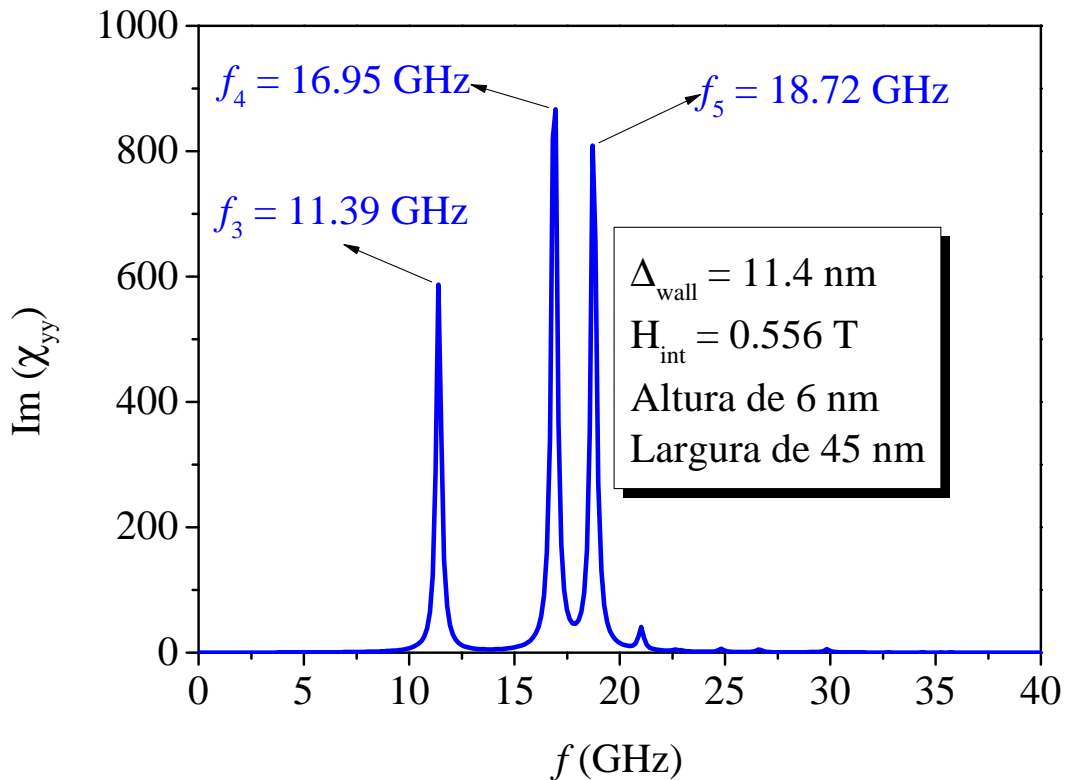


Figura 35: Parte imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade indicando as oscilações da amplitude dinâmica δs_y com relação à componente y do campo oscilante em um nanoelemento de Py com dimensões $(156 \times 45 \times 6)$ nm³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T.

Para analisar os modos de domínio da fita de Py apresentada na Figura 28 é conveniente considerarmos uma polarização do campo oscilante perpendicular a magnetização dos domínios, por exemplo a componente h_y .

A Figura 35 apresenta a parte imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade, indicando as oscilações da componente dinâmica δs_y com relação à componente

h_y do campo oscilante. A banda de frequências apresentada corresponde às oscilações das variáveis magnéticas localizadas na região de domínio magnético, as quais se encontram com magnetizações locais de equilíbrio sobre o eixo x .

A banda de frequências apresenta três modos localizados com alta susceptibilidade, sendo o primeiro em $f_3 = 11.39$ GHz referente aos modos de aresta e o outros dois em $f_4 = 16.95$ GHz e $f_5 = 18.72$ GHz referentes aos modos de domínio.

O modo localizado em $f_3 = 11.39$ GHz encontra-se fora da banda de domínio, correspondendo a um modo de aresta, região que apresenta densidade de cargas magnéticas não-nulas, gerando grande custo de energia magnetostática. As contribuições locais para a parte imaginária do elemento χ_{yy} são apresentadas na Figura 36.

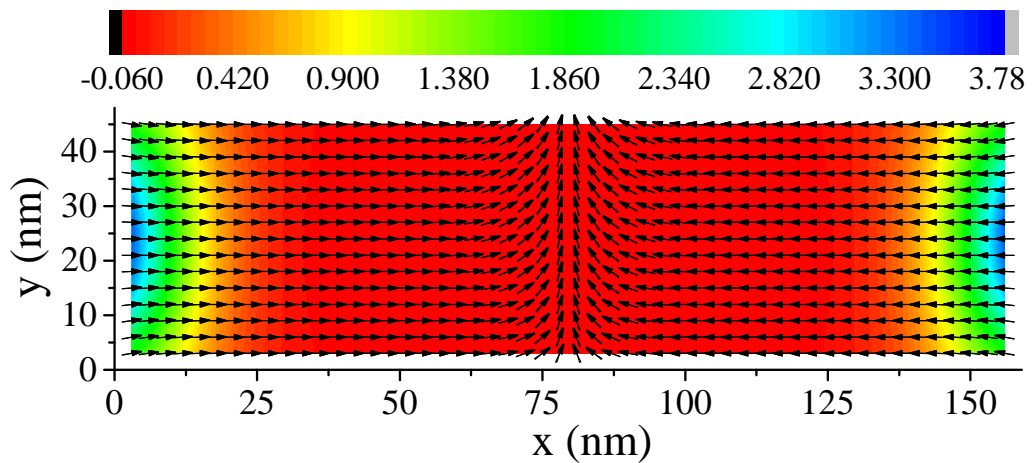


Figura 36: Contribuição local para a parte imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade para a frequência $f_3 = 11.39$ GHz em um nanoelemento de Py com dimensões $(156 \times 45 \times 6)$ nm³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores apresenta a derivada da componente dinâmica $\delta s_y(l)$ com relação à componente h_y do campo oscilante.

A Figura 37(a) apresenta as contribuições locais de todas as células para o segundo modo, de frequência mais alta, $f_4 = 16.95$ GHz. As contribuições para a susceptibilidade nessa frequência estão localizadas na região de transição espacial entre o domínio e a parede.

O ângulo de alinhamento entre os momentos magnéticos sofre variações graduais, ocasionando perdas energéticas nas interações de troca e dipolar, fato que leva a oscilações com frequência de ressonância inferior à frequência do modo localizado no centro do domínio.

Na Figura 37(b), $f_5 = 18.72$ GHz, embora a maior contribuição venha dos domínios, região do azul até o amarelo, a região de transição dos domínios para a parede de domínio, região do vermelho até o laranja, também contribui. Uma estreita faixa, entre o amarelo e o laranja, é que não contribuem, apresentando valores aproximadamente nulos na derivada da componente dinâmica com relação à componente do campo oscilante.

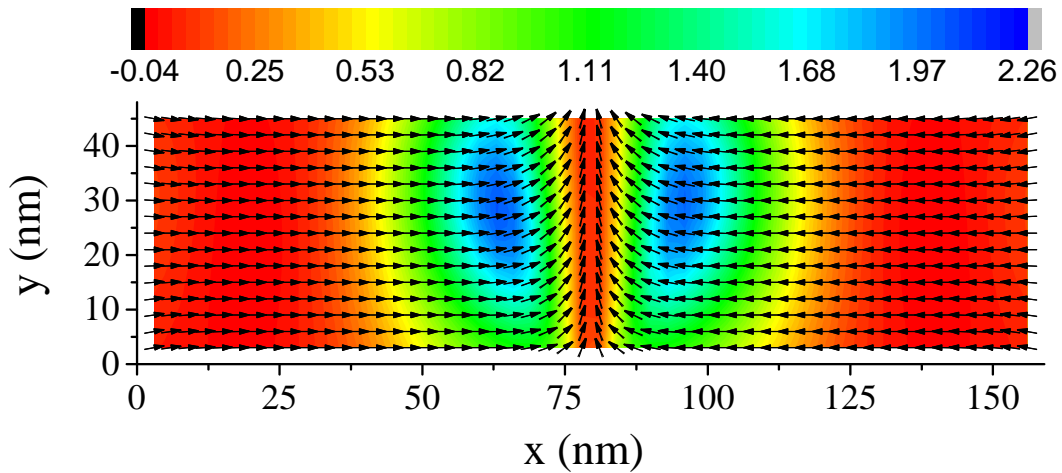
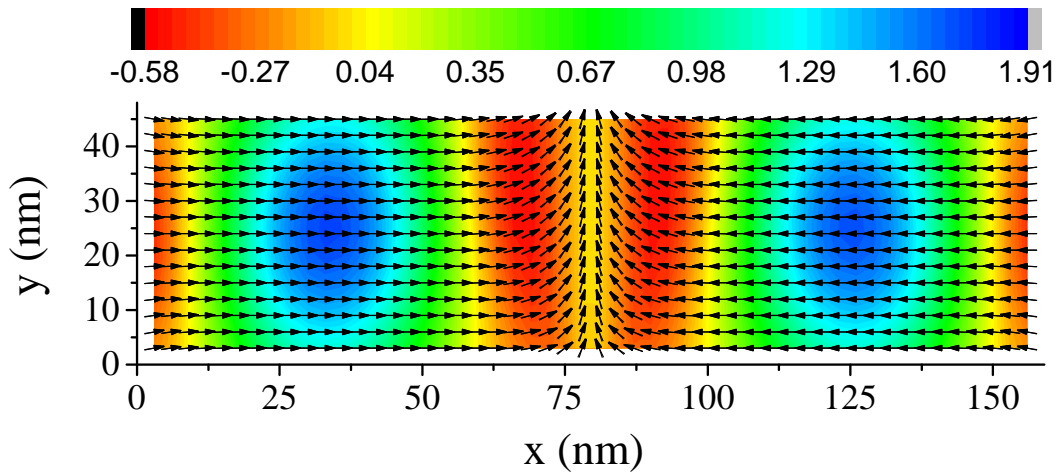
(a) $f_4 = 16.95$ GHz(b) $f_5 = 18.72$ GHz

Figura 37: Contribuição local para a parte imaginária do elemento χ_{yy} do tensor de susceptibilidade para as frequências (a) $f_3 = 16.95$ e (b) $f_4 = 18.72$ GHz em um nanoelemento de Py com dimensões $(156 \times 45 \times 6)$ nm³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T. Os vetores indicam a direção do momento magnético de equilíbrio e o mapa de cores apresenta a derivada da componente dinâmica $\delta s_y(l)$ com relação à componente h_y do campo oscilante.

O modo de oscilação em $f_5 = 18.72$ GHz corresponde especificamente ao modo de volume de domínio magnético, localizado na região central do domínio devido a maior

estabilidade dos momentos magnéticos.

A polarização z é perpendicular às magnetizações dos domínios e das paredes domínios, então deve nos informar sobre os modos de excitações em toda a nanoestrutura. Uma forma de avaliarmos esses modos é analisar o elemento χ_{zz} do tensor de susceptibilidade.

Sendo assim, temos que a Figura 38 apresenta a parte imaginária do elemento χ_{zz} do tensor de susceptibilidade variando com a frequência, indicando as oscilações da componente dinâmica δs_z com relação à componente z do campo oscilante. A banda de frequências apresenta modos de oscilações localizados tanto na região de domínio como na região de parede de domínio, mas referem-se às amplitudes δs_z , ou seja, as vibrações fora do plano em que se encontram as direções da magnetização de equilíbrio.

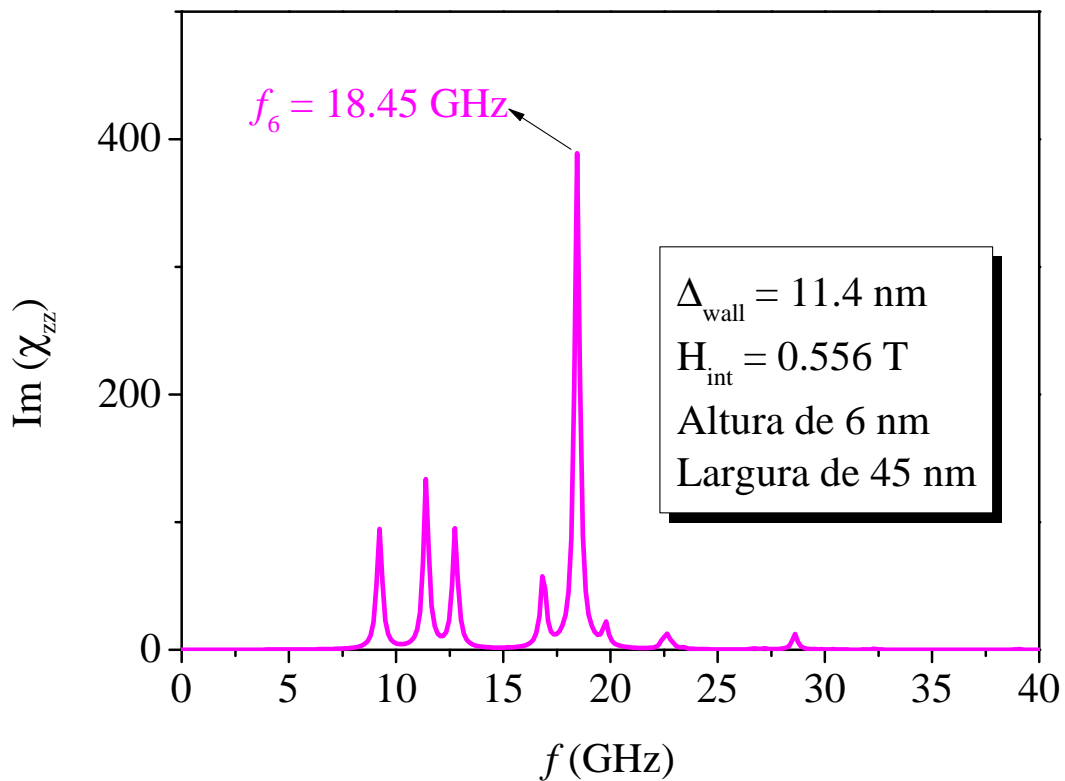


Figura 38: Parte imaginária do elemento χ_{zz} do tensor de susceptibilidade indicando as oscilações amplitude dinâmica δs_z com relação à componente z do campo oscilante em um nanoelemento de Py com dimensões $(156 \times 45 \times 6) \text{ nm}^3$ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0.556 T.

O modo identificado em $f_6 = 18.45 \text{ GHz}$ corresponde a um modo de resposta a um campo oscilando em z , apresentando oscilação tanto de domínio como de parede, já que a magnetização local encontra-se no plano xy ao longo de toda a nanoestrutura. Portanto, corresponde às oscilações fora do plano xy .

A Figura 39 apresenta o mapeamento da contribuição local, o qual mostra que, para efeitos de campo oscilante perpendicular ao plano da nanofita, as componentes $\delta s_z(l)$ são funções crescentes da componente h_z nas regiões de domínio e nas extremidades da parede, enquanto a região central da parede se apresenta como um função decrescente.

O módulo da susceptibilidade local no centro da parede é máximo, representando maiores amplitudes nessa região, já que a força restauradora é menor quando comparada ao domínio. Nesse modo de oscilação temos vibrações em conjunto de parede e de domínio em alta frequência.

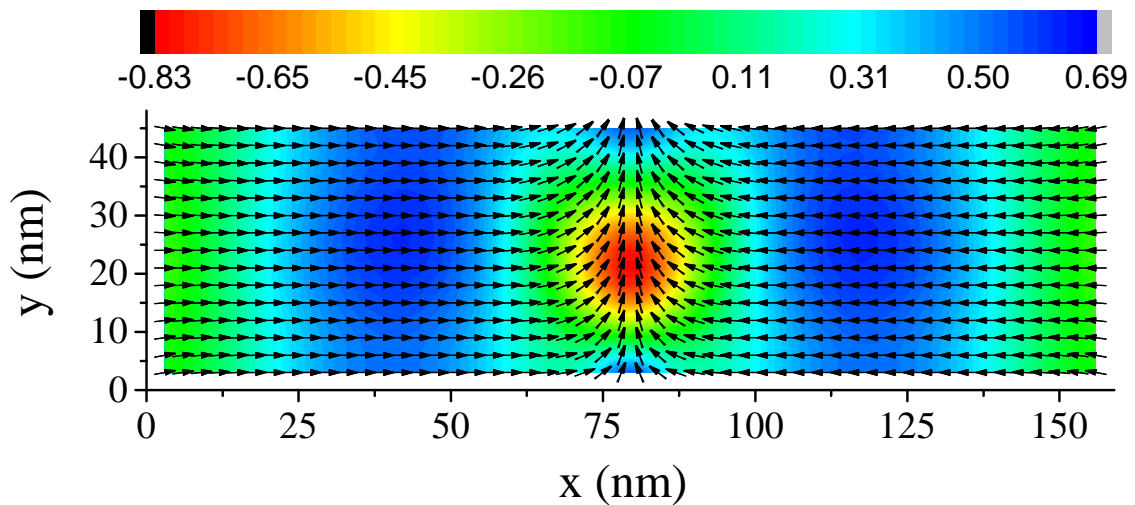


Figura 39: Contribuição local para a parte imaginária do elemento χ_{zz} do tensor de susceptibilidade para a frequência $f_5 = 18,45$ em um nanoelemento de Py com dimensões $(156 \times 45 \times 6)$ nm³ com uma parede de domínio nucleada por um campo de interface de 0,556 T.

O mecanismo de aprisionamento das paredes, nesse caso, um substrato vicinal anti-ferromagnético, traz mudanças consideráveis nos valores das frequências de ressonância, dependendo da intensidade do campo de interface produzido. A Figura 40 apresenta as curvas $\mu_x(x)$ para 4 valores de campos de interface, demonstrando que substratos com maiores influências sobre a nanofita ferromagnética ocasionam o estreitamento da parede de domínio devido à maior estabilidade das variáveis magnéticas localizadas nas regiões de domínio. Um fato importante que decorre dessa situação consiste no deslocamento da banda de frequências para valores mais altos.

As Figuras 41 e 42 apresentaram o deslocamento da banda de frequências para dois valores de campos de interface. Os dois modos localizados na parede de domínio, apresentados pela parte imaginária do elemento χ_{xx} , deslocaram-se em intervalos de frequência dados por $\delta f_1 = 2440$ MHz e por $\delta f_2 = 4200$ MHz, com o campo de interface alterado de

0.556 T para 1.111 T. O modo localizado tanto em domínio como em parede, apresentado na figura 39, deslocou-se em um intervalo dado por $\delta f_2 = 6230$ MHz, considerando a mesma variação de campo de interface.

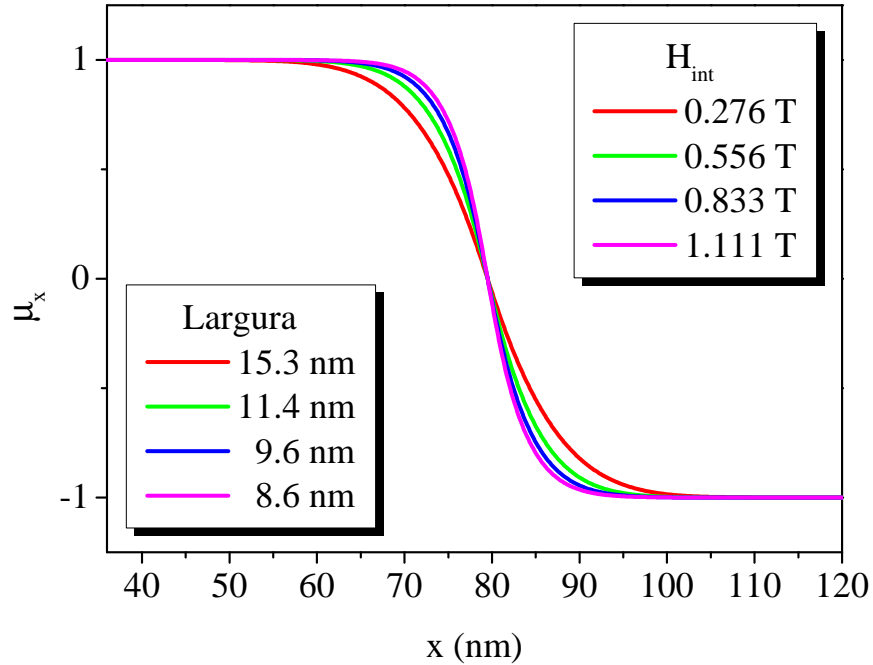


Figura 40: Influência do campo de interface sobre a largura δ da parede em um nanoelemento de Py com dimensões $(156 \times 45 \times 6)$ nm³.

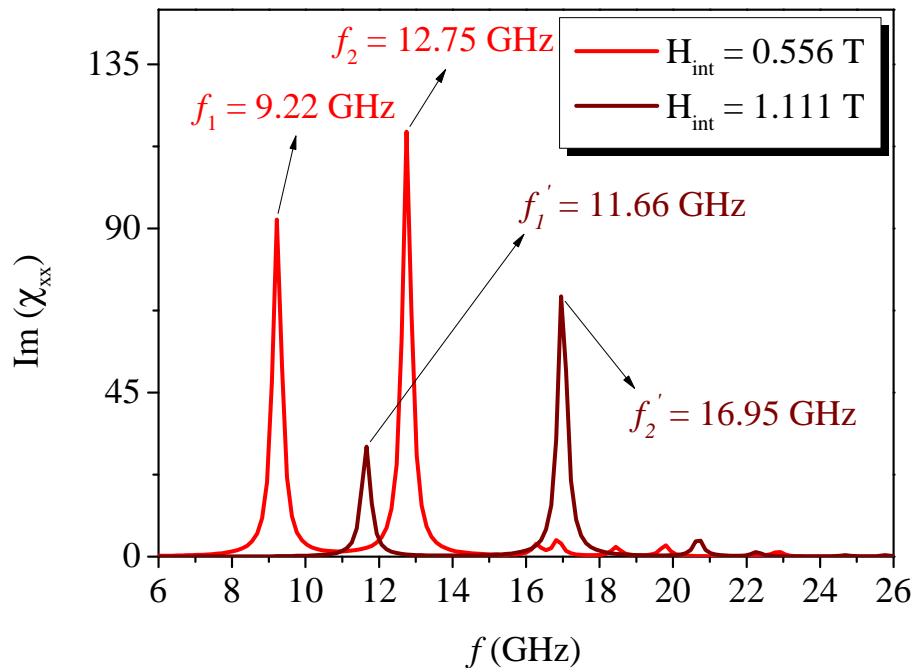


Figura 41: Deslocamento da banda de frequências de parede de domínio com variações no campo de interface. O espectro apresenta a parte imaginária do elemento χ_{xx} .

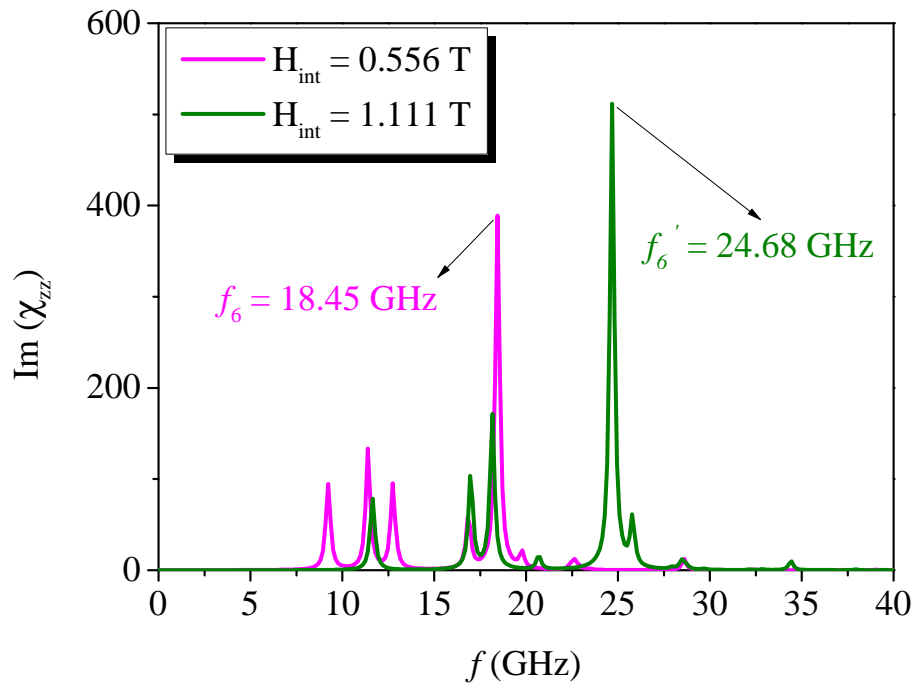


Figura 42: Deslocamento da banda de frequências de parede de domínio com variações no campo de interface. O espectro apresenta a parte imaginária do elemento χ_{zz} .

Em suma, o campo de interface produzido pelo substrato AFM é responsável pela largura da parede de domínio aprisionada e, conseqüentemente, pela frequência de oscilação. Quanto maior for a influência do substrato, menor será a largura da parede e, conseqüentemente, maior a frequência de oscilação. Verificamos também que o aumento δf está associado à frequência inicial, quanto maior for a frequência do modo indicado, maior será o aumento com o campo de interface. O tensor de susceptibilidade dinâmica nos permite identificar separadamente os modos localizados na parede de domínio, os quais encontram-se em frequências abaixo da banda de domínio. Além disso, podemos identificar também um modo de oscilação localizado tanto na parede como domínio em alta frequência. Em posse desses resultados podemos pensar em métodos para excitar especificamente um desses modos, buscando o aumento da frequência e a diminuição da largura de linha.

5.6 Vórtices em Nanodiscos Circulares

A busca por nanoestruturas magnéticas que emitam radiação eletromagnética em frequências bem localizadas vem sendo realizada por diversos grupos de pesquisas distribuídos pelos centros acadêmicos. Os modos de oscilação dos vórtices magnéticos isolados e

acoplados têm despertado grande interesse para possíveis aplicações tecnológicas [96–100].

A figura 43, retirada da referência [100], apresenta a parte imaginária do espectro da susceptibilidade através do elemento χ_{xx} , juntamente com a distribuição espacial dos modos de ressonância através dos mapas de cores. O objetivo do trabalho foi demonstrar a dependência do espectro de um vórtice com a altura do nanodisco. O material utilizado foi Py.

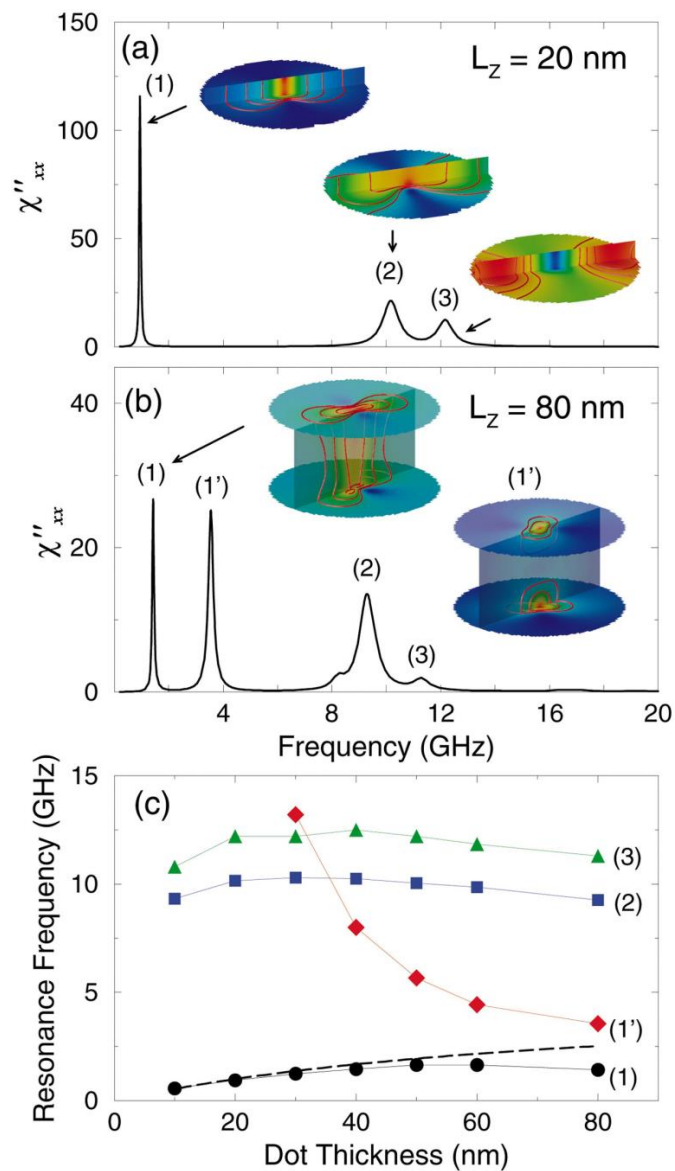


Figura 43: Retirado da referência [3]. Parte imaginária de χ_{xx} e distribuição espacial dos modos de ressonância para as alturas de (a) 20 nm e (b) 80 nm. (c) variação dos valores de frequência com a altura.

Os resultados, nesse caso, também foram obtidos fazendo uso da técnica da Transformada Rápida de Fourier. O modo identificado como (1) corresponde às oscilações dos dipolos localizados no núcleo do vórtice, enquanto os modos (2) e (3) correspondem aos modos com altos valores nas componentes y e z da magnetização de equilíbrio.

Uma das nanoestruturas magnéticas abordada nesse trabalho consiste em um disco circular de Permalloy (Py) possuindo 9 nm de altura, com diâmetros variando de 45 nm a 117 nm. A magnetização foi inicializada em saturação ao longo do eixo z , perpendicular ao plano do disco, por um campo de 1.0 T, reduzido ao valor nulo através de uma grade com 0.1 T de largura.

Na Figura 44 encontra-se a curva de magnetização, com o campo aplicado perpendicularmente ao plano da amostra, com a apresentação de algumas fases na região em que a magnetização reduz-se linearmente com o campo externo.

O mapa de cores representa o ângulo que a magnetização local faz com o eixo z , mostrando que a estrutura permaneceu saturada até o campo de 0.7 T. Abaixo desse valor, a energia dipolar torna-se mais expressiva, conseqüentemente, a forma geométrica passa a influenciar o estado magnético, dando origem a um vórtice, uma configuração magnética em que os momentos de dipolo descrevem uma trajetória espiral ao longo do plano do nanodisco, com quiralidade no sentido horário ou anti-horário.

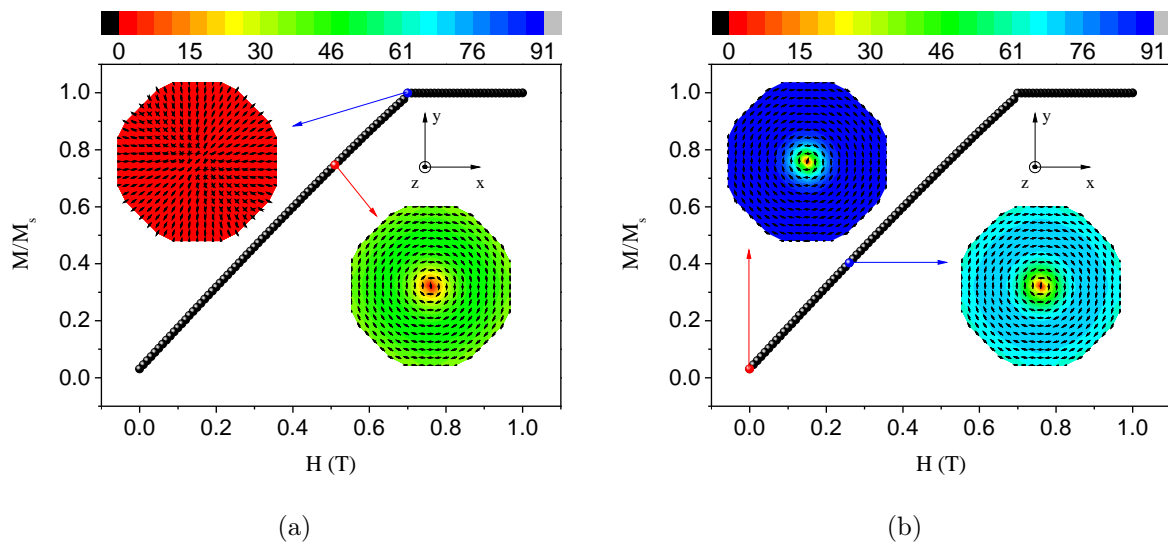
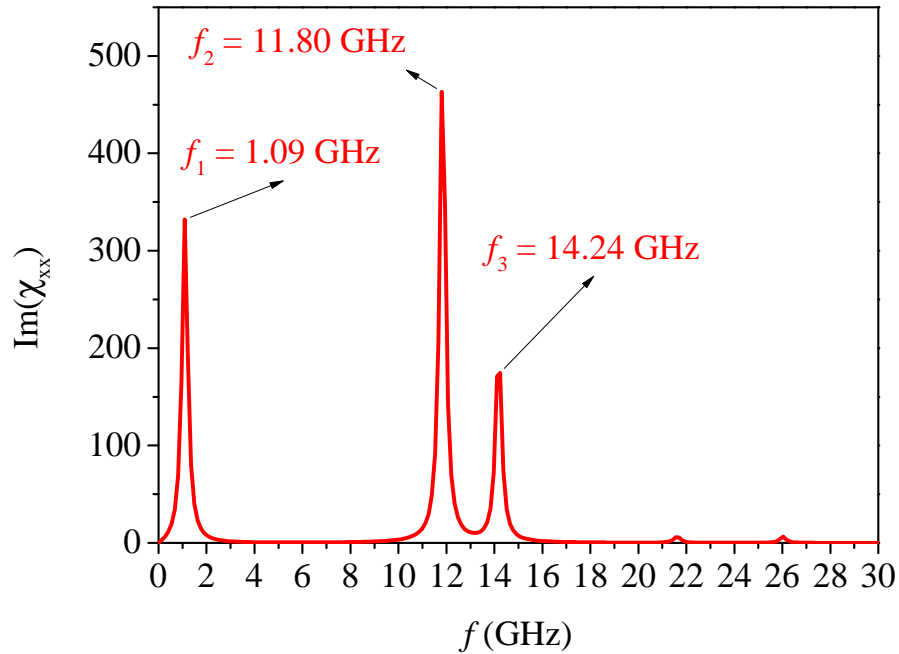
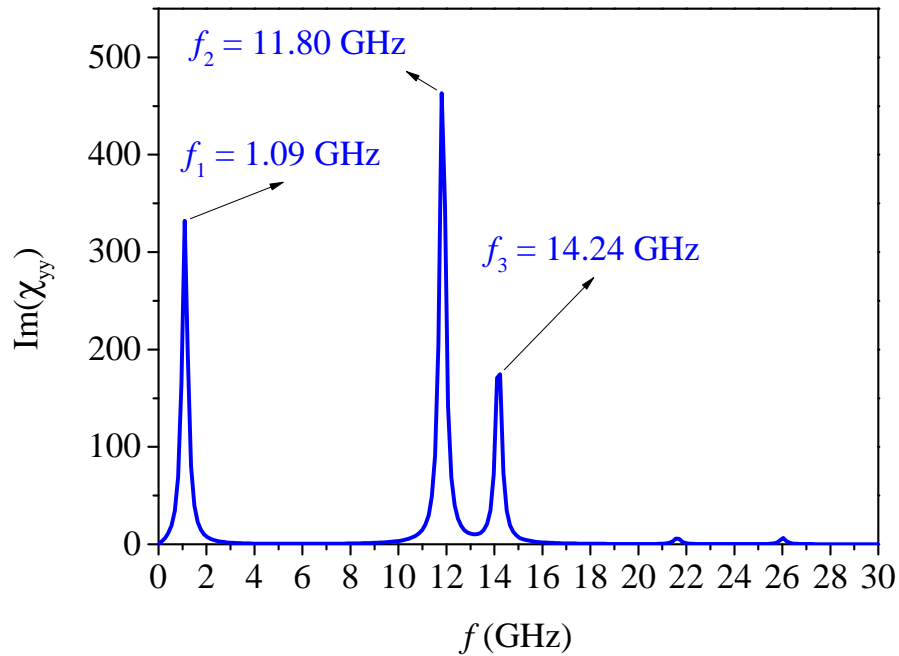


Figura 44: Curva de magnetização, do disco circular de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de nanômetro e campo externo aplicado ao longo do eixo z , para avaliar os estados magnéticos que se formam na remanência ($H = 0$). Os valores de campo externo nas fases apresentadas são: (a) 0.7 T e 0.51 T, (b) 0.26 T e 0 T. O mapa de cores apresenta o valor local do ângulo da magnetização local com o eixo z .

O ângulo polar cresce com a redução do campo externo e, no estado de remanência, a magnetização localiza-se no plano da estrutura. O núcleo do vórtice apresenta polaridade positiva ou negativa ao longo do eixo z devido à minimização da energia de troca.



(a)



(b)

Figura 45: Simetria entre os elementos (a) χ_{xx} e (b) χ_{yy} devido à isotropia magnetocristalina e geométrica em um nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.

As Figuras 45(a) e 45(b) apresentam, respectivamente, as parte imaginária dos elementos χ_{xx} e χ_{yy} do tensor de susceptibilidade dinâmica mostrando três modos de oscilação em 1.09 GHz, 11.80 GHz e 14.24 GHz para as respostas da componente δs_x com relação à componente h_x do campo oscilante, e da componente δs_y com relação à componente h_y .

Nos dois casos observamos também a presença de dois modos de alta frequência, porém, com valores de susceptibilidade bem menores, localizados em 21.56 GHz e 26.04 GHz. A simetria dos elementos χ_{xx} e χ_{yy} ocorre devido as propriedades intrínsecas do ferromagneto utilizado e à geometria da nanoestrutura.

O disco é um material geometricamente isotrópico e, aliado à ausência de anisotropia magnetocristalina no Py, os elementos χ_{xx} e χ_{yy} do tensor de susceptibilidade dinâmica são simétricos. As componentes δs_x e δs_y apresentam modos de ressonância em mesma frequência e com amplitudes iguais, fazendo com que os espectros sejam sobrepostas.

A diferença entre os elementos χ_{xx} e χ_{yy} está na contribuição local de cada região no nanodisco, observe a figura 46, temos respectivamente as variações das componentes dinâmicas locais com as componentes h_x e h_y do campo oscilante.

Nas Figuras 46(a) e 46(b) temos a contribuição das variáveis magnéticas localizadas em regiões onde as magnetizações encontram-se com grandes componentes de equilíbrio sobre os eixos y e z , e sobre os eixos x e z , respectivamente.

O modo localizado em $f_1 = 1.09$ GHz indica que as contribuições para a susceptibilidade nesse modo de frequência, inferior aos demais, são essencialmente da região central do vórtice. Na faixa azul encontra-se o valor máximo de susceptibilidade localizado no centro do nanodisco, região do núcleo que apresenta alta polaridade, ou seja, magnetização local totalmente paralela ao eixo z . A faixa vermelha indica os valores de susceptibilidade aproximadamente nulos. Nesse caso, temos um modo localizado no núcleo do vórtice magnético.

A componente z da magnetização de equilíbrio decai à medida em que se afasta do centro do nanodisco e vai a zero acima de um raio circular de 12 nm. Para a componente h_x do campo oscilante, observe a Figura 46(a), percebemos que a região com valores altos de susceptibilidade é delimitada não apenas pela magnetização polarizada em z .

Ao longo do eixo x , a magnetização local de equilíbrio parcialmente alinhada com o eixo y nas proximidades do núcleo também contribui para o espectro fornecido pelo elemento χ_{xx} , abaixo do limite de 12 nm estabelecido por um raio circular centrado no núcleo do vórtice.

A mesma analogia segue para a componente y do campo oscilante, observe a figura 46(b). Em suma, temos o movimento de precessão do núcleo do vórtice em torno do eixo z , perpendicular ao plano do disco.

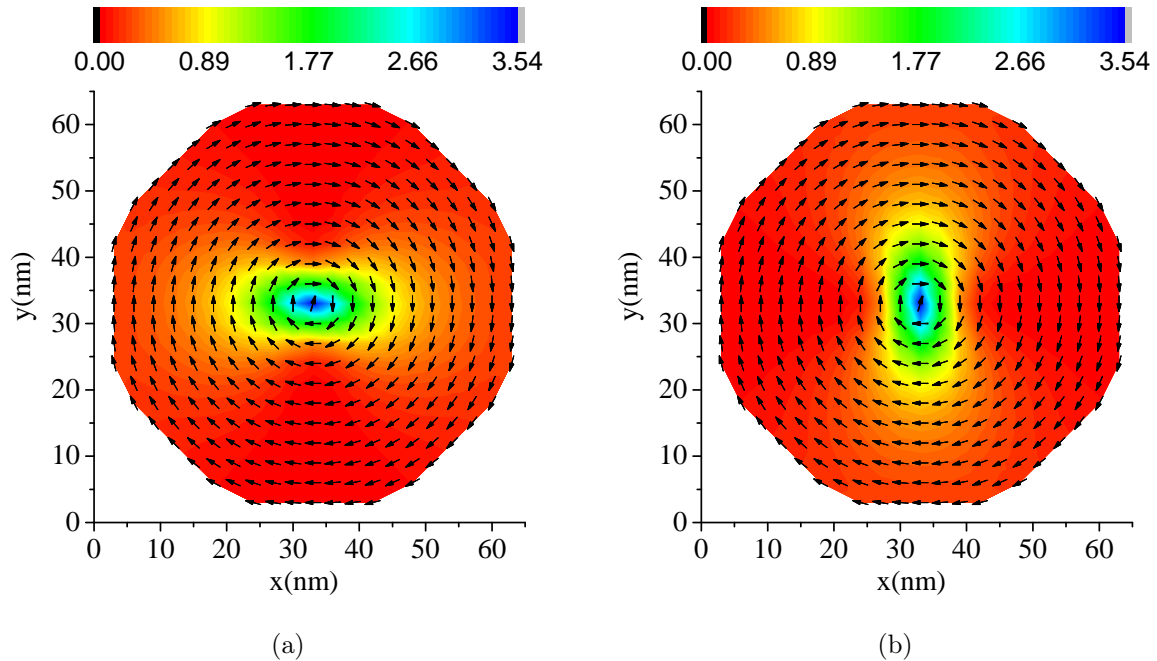


Figura 46: Simetria entre χ_{xx} e χ_{yy} devido à isotropia magnetocristalina do Py para o primeiro modo em 1.08 GHz. Nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.

A Figura 47 apresenta a contribuição local de cada região da nanoestrutura na frequência $f_2 = 11.80$ GHz, indicando novamente na faixa azul a região com susceptibilidade máxima, e, na faixa vermelha, a região com susceptibilidade aproximadamente nula.

A Figura 47(a) apresenta as regiões onde a componente dinâmica local $\delta s_x(l)$ é uma função crescente da componente h_x do campo oscilante. A região com magnetização local de equilíbrio em x (faixa vermelha) não contribui para o valor de susceptibilidade, como já era de se esperar.

A Figura 47(b) segue a mesma analogia para a componente y do campo oscilante. Mais uma vez, pode ser comprovada a sobreposição dos espectros fornecidos pela parte imaginária dos elementos χ_{xx} e χ_{yy} .

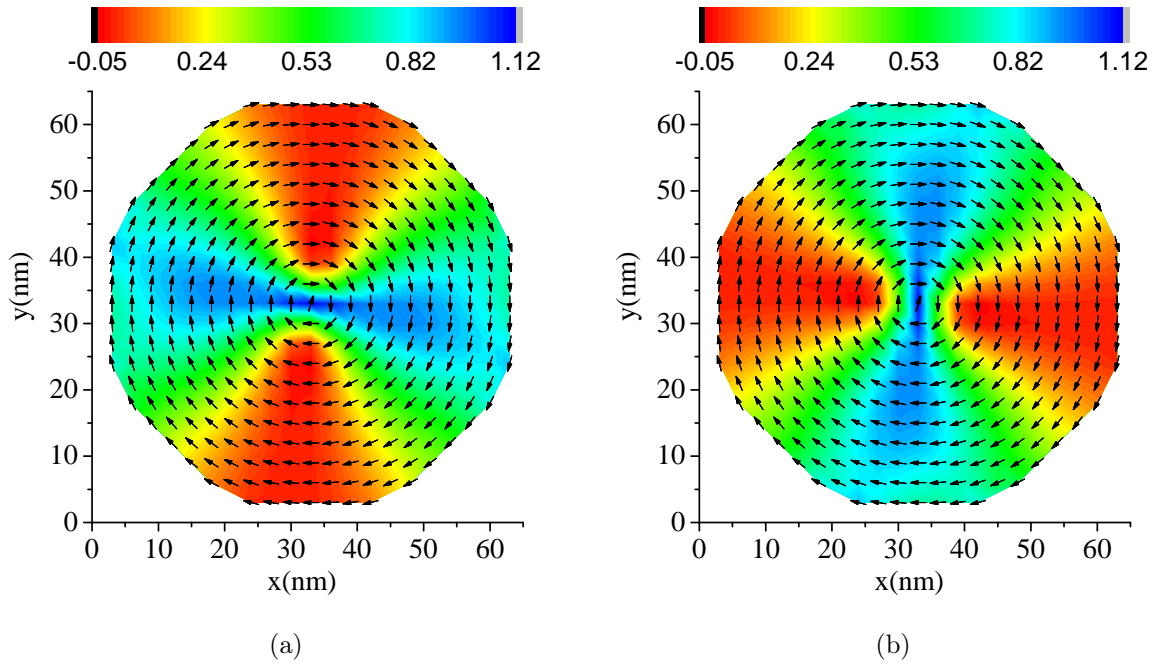


Figura 47: Simetria entre χ_{xx} e χ_{yy} devido à isotropia magnetocristalina do Py para o primeiro modo em 11.80 GHz. Nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.

A Figura 48 apresenta a contribuição local de cada região da nanoestrutura na frequência de $f_3 = 14.24$ GHz, indicando na faixa azul a susceptibilidade máxima na região de domínio alinhado com eixo y . Essa região apresenta as componentes dinâmicas locais $\delta s_x(l)$ e $\delta s_y(l)$ como sendo funções crescentes das componentes h_x e h_y do campo oscilante.

O núcleo do vórtice também apresentou contribuições para as curvas espectrais χ_{xx} e χ_{yy} . A faixa vermelha, nesse caso, não corresponde mais à susceptibilidade nula, mas apresenta as componentes dinâmicas locais $\delta s_x(l)$ e $\delta s_y(l)$ como sendo funções decrescentes das componentes x e y do campo oscilante. Semelhantemente ao caso de parede de domínios, temos uma oscilação em conjunto do núcleo do vórtice com pequenas regiões de domínio magnético.

Esse modo corresponde a um modo de oscilação dos domínios alinhados com eixo y acoplados com o núcleo do vórtice alinhado com o eixo z , quando excitados por um campo oscilante em x , figura 48(a), e a um modo de oscilação dos domínios alinhados com eixo x acoplados com o núcleo do vórtice alinhado com o eixo z , quando excitados por um campo oscilante em y , figura 48(b). A região delimitada pelas cores verdes e azul claro correspondem aos valores de susceptibilidade aproximadamente nulos.

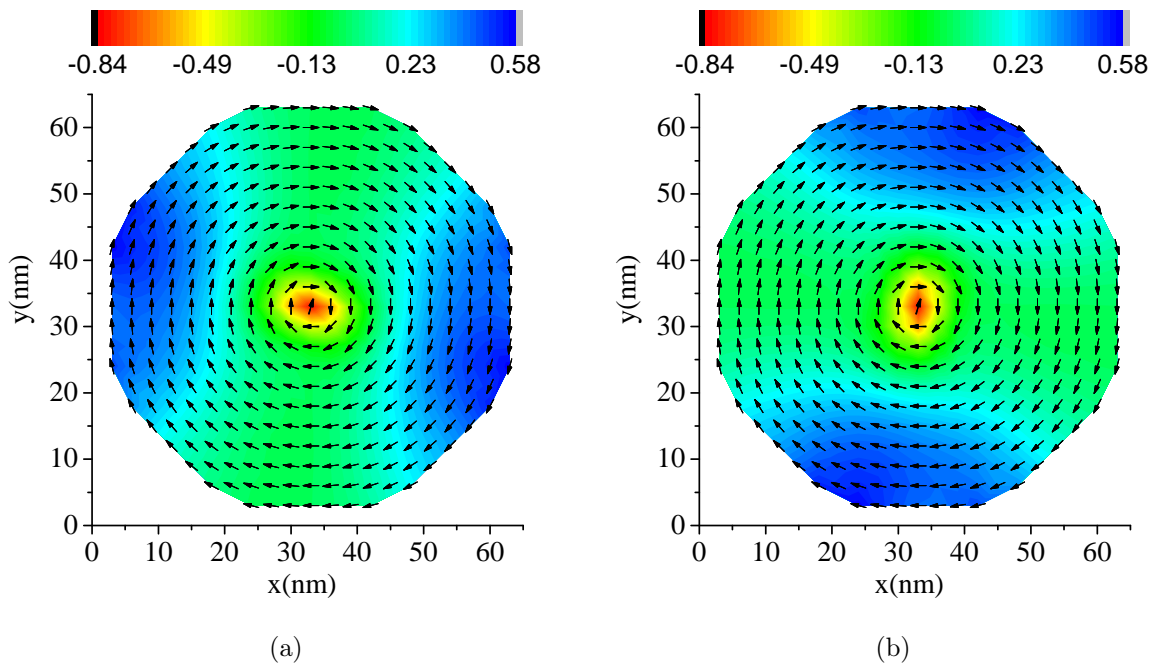


Figura 48: Simetria entre χ_{xx} e χ_{yy} devido à isotropia magnetocristalina do Py para o primeiro modo em 14.24 GHz. Nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.

A Figura 49 apresenta a parte imaginária do elemento χ_{zz} do tensor de susceptibilidade dinâmica referente as respostas da componente δs_z com relação à componente h_z do campo oscilante.

A aplicação do campo oscilante sobre o eixo z atrai interesse científico pela característica de possuir um único modo de oscilação centrado na frequência de 13.97 GHz, com largura de linha em 360 MHz. Entretanto, a largura de linha que se busca deve ser inferior a 100 MHz para diminuição de efeitos de interferência.

A frequência observada refere-se ao modo de volume de toda a nanoestrutura com magnetização de equilíbrio no plano xy . Com exceção do núcleo do vórtice, todas as variáveis estão oscilando na frequência de 13.97 GHz e correspondem as vibrações fora do plano xy , observe a Figura 50. A resposta exatamente sobre o núcleo é nula.

Através dos valores apresentados no mapa de cores percebemos que a componente dinâmica δs_z é uma função crescente da componente z do campo oscilante. A contribuição local máxima localiza-se nas bordas do nanodisco, região em que encontram-se as maiores amplitudes devido à diminuição do campo efetivo.

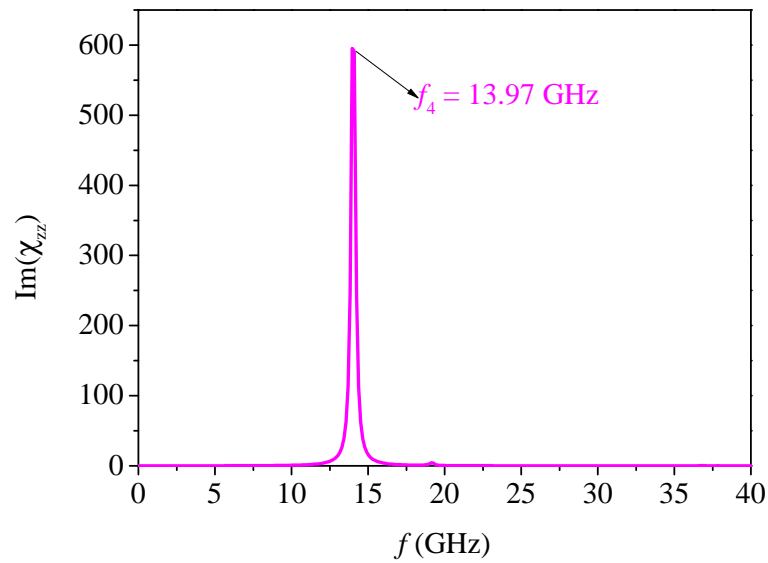


Figura 49: Parte imaginária do elemento χ_{zz} do tensor de susceptibilidade dinâmica para um nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT apresentando um modo de oscilação para a componente z do campo oscilante.

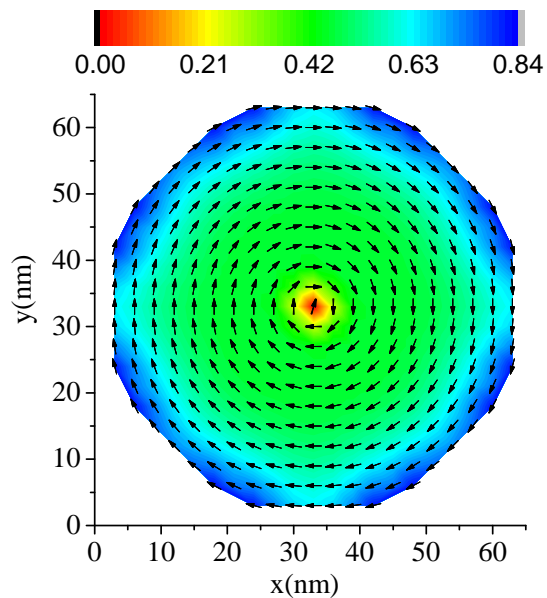


Figura 50: Excitação local da componente dinâmica δs_z com relação à componente z do campo oscilante em um nanodisco de Py para o primeiro modo em 14.24 GHz. Nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.

A Figura 51 apresenta dois modos de oscilação de alta frequência referentes às respostas da componente δs_x com relação à componente h_x do campo oscilante. O espectro

apresentado pela parte imaginária do elemento χ_{yy} é idêntico devido à propriedade de isotropia geométrica e magnetocristalina.

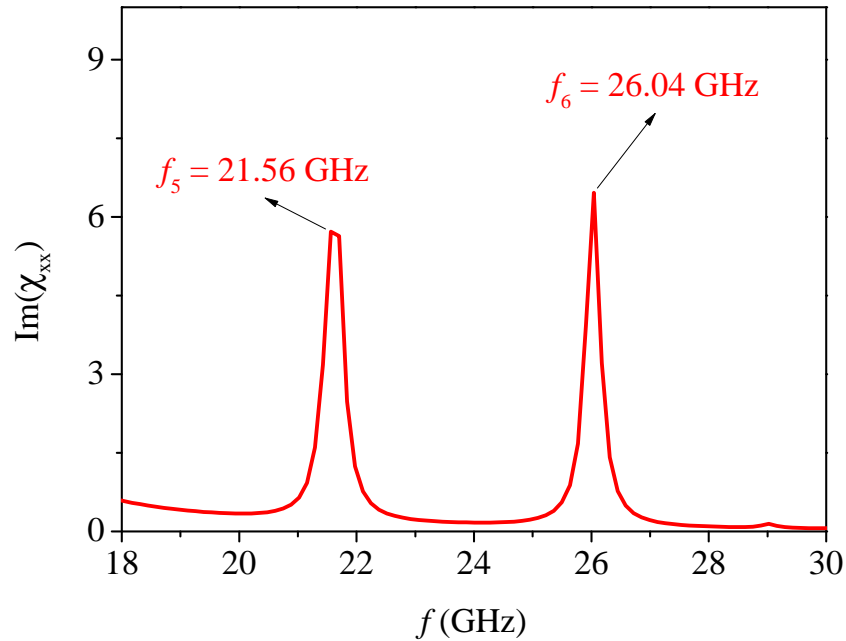


Figura 51: Modos de oscilação de alta frequência no elemento χ_{xx} do tensor de susceptibilidade em um nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.

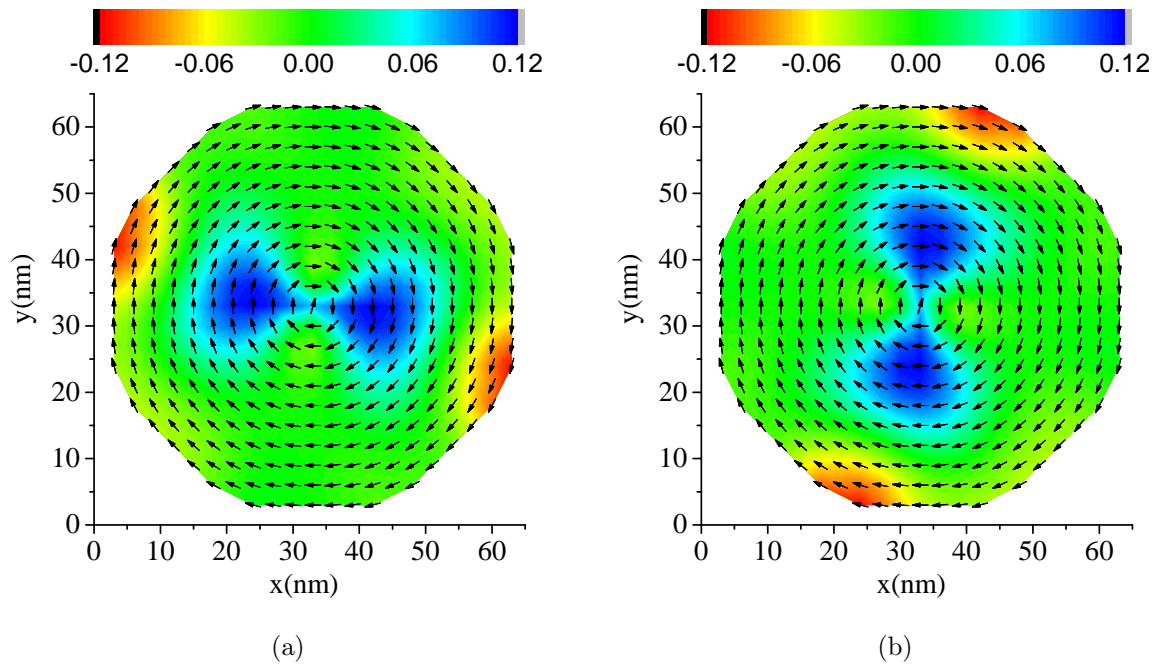


Figura 52: Simetria entre χ_{xx} e χ_{yy} devido à isotropia magnetocristalina do Py para o modo localizado em 21,56 GHz. Nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.

O modo localizado em $f_4 = 21.56$ GHz, observe a Figura 52, possui contribuição local máxima localizada em torno do núcleo do vórtice, sobre um raio de 9 nm, sendo uma função crescente do campo oscilante. Podemos observar também que, devido às dimensões de poucos nanômetros, aparecem contribuições de borda nessa frequência, porém, com sinal contrário na derivada. As Figuras 52(a) e 52(b) apresentam as excitações locais das componentes $\delta s_x(l)$ e $\delta s_y(l)$ com relação às componentes h_x e h_y do campo oscilante, respectivamente.

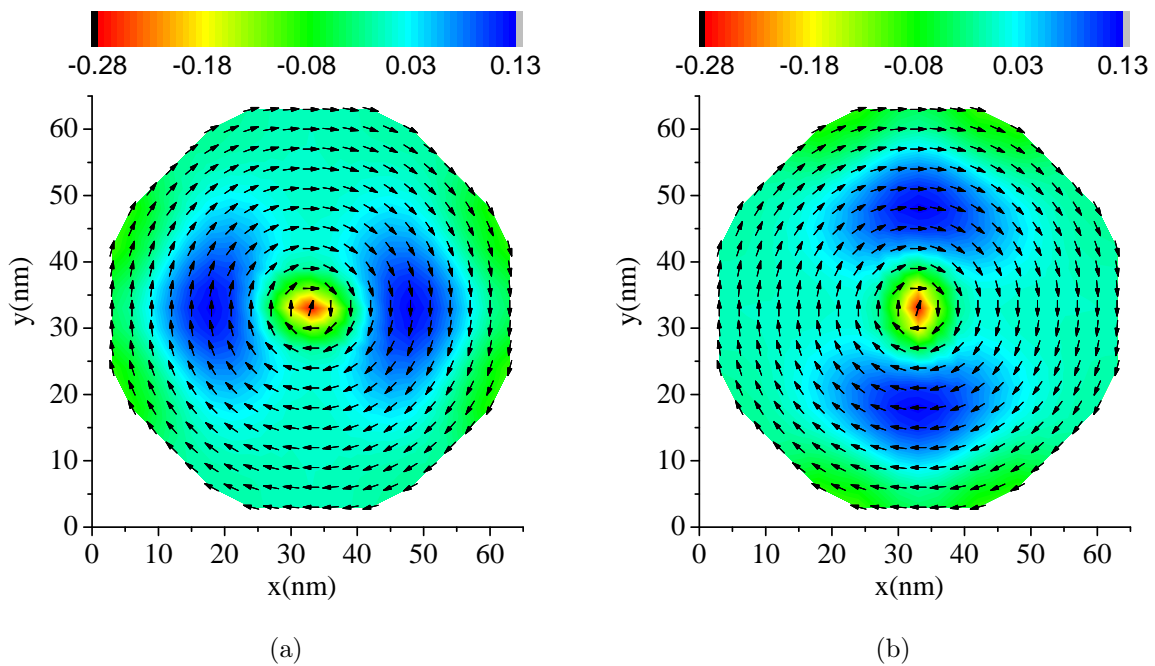


Figura 53: Simetria entre χ_{xx} e χ_{yy} devido à isotropia magnetocristalina do Py para o modo localizado em 26.04 GHz. Nanodisco de Py com 63 nm de diâmetro e 9 nm de altura sujeito a um campo externo perpendicular ao plano de 10 mT.

O modo localizado na frequência $f_5 = 26.06$ GHz, observe a Figura 53, corresponde a um segundo modo de oscilação da magnetização de equilíbrio do núcleo em torno do eixo z acoplado a modos de domínio magnético. As componentes dinâmicas, nessa frequência, são funções decrescentes do campo oscilante na região do núcleo e crescentes nas regiões de domínios magnéticos em x e y . As figuras 53(a) e 53(b) apresentam as excitações locais das componentes $\delta s_x(l)$ e $\delta s_y(l)$ com relação às componentes x e y do campo oscilante, respectivamente. Fazendo a comparação com paredes de domínio novamente, o núcleo do vórtice apresenta, em módulo, amplitudes maiores que as amplitudes de domínio devido a menores forças restauradoras.

Em analogia às nanofitas ferromagnéticas com magnetização uniforme, as quais apresentam aumento da frequência de ressonância com a diminuição da largura, os vórtices

magnéticos comportam-se de maneira semelhante.

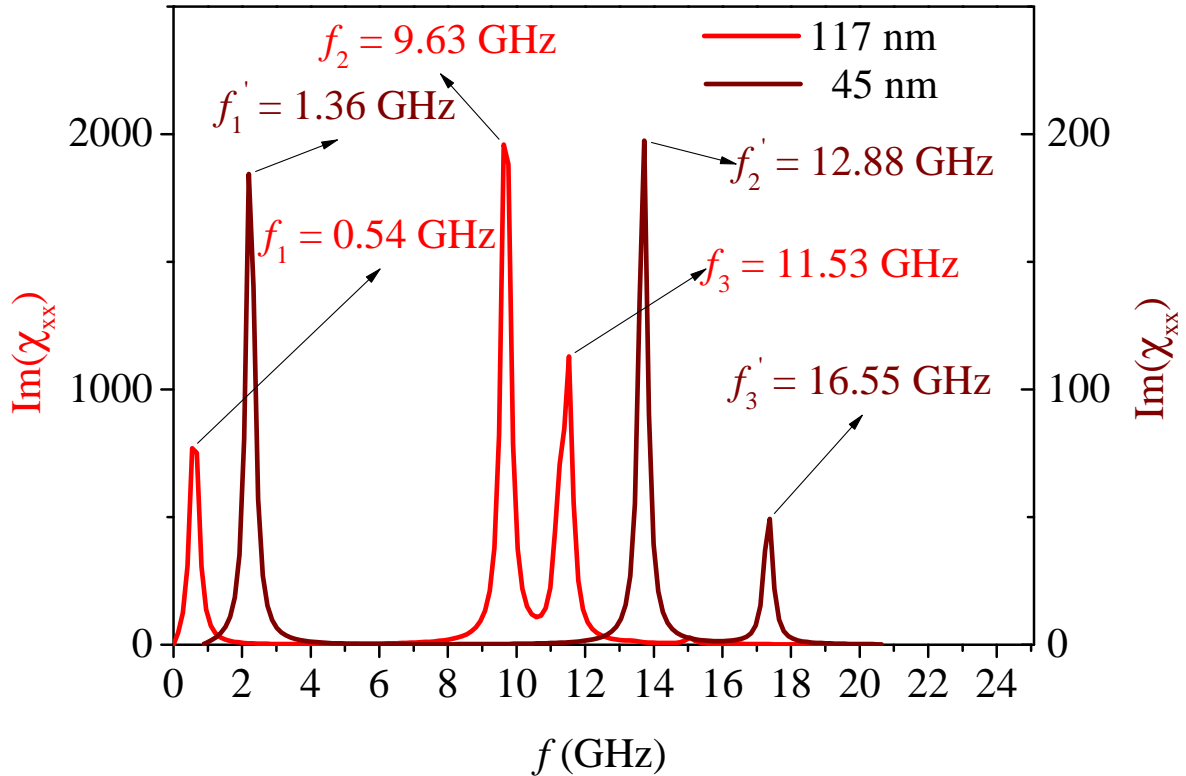


Figura 54: Aumento das frequências de ressonância para os modos de oscilação referente à componente dinâmica δs_x excitada pela componente h_x do campo oscilante.

O estudo realizado com nanodiscos de Py com diâmetros variando de 45 nm a 117 nm, mostrou que todos os modos de oscilação apresentados até aqui apresentam frequência de ressonância mais altas para diâmetros menores. Essa fenomenologia também está associada ao confinamento da magnetização em nanoestruturas cada vez menores, gerando maior estabilidade sobre a magnetização.

A Figura 54 apresenta o aumento da frequência do primeiro modo de oscilação referente à precessão da magnetização do núcleo do vórtice em torno do eixo z perpendicular ao plano do nanodisco, observe as frequências f_1 e f'_1 nas curvas azul e vermelha. O aumento da frequência de oscilação desse modo indica que a redução do diâmetro oferece mais estabilidade ao núcleo do vórtice, ocasionando o aumento das forças restauradoras. A diminuição do diâmetro de 117 nm para 45 nm fez com que a frequência sofra uma variação de 0.54 GHz para 1.36 GHz, um ganho de aproximadamente 820 MHz.

Os modos de oscilação f_2 e f_3 também apresentaram aumentos significativos nos valores das frequências de ressonância com a diminuição do diâmetro. Observamos que quanto mais alto for a frequência do modo de oscilação, maior será o aumento com a redução do

diâmetro. As frequências f_2 e f_3 foram aumentadas em intervalos de aproximadamente 3250 MHz e 5020 MHz, respectivamente, ocorrendo um intervalo maior de separação entre os modos de oscilação para diâmetros menores.

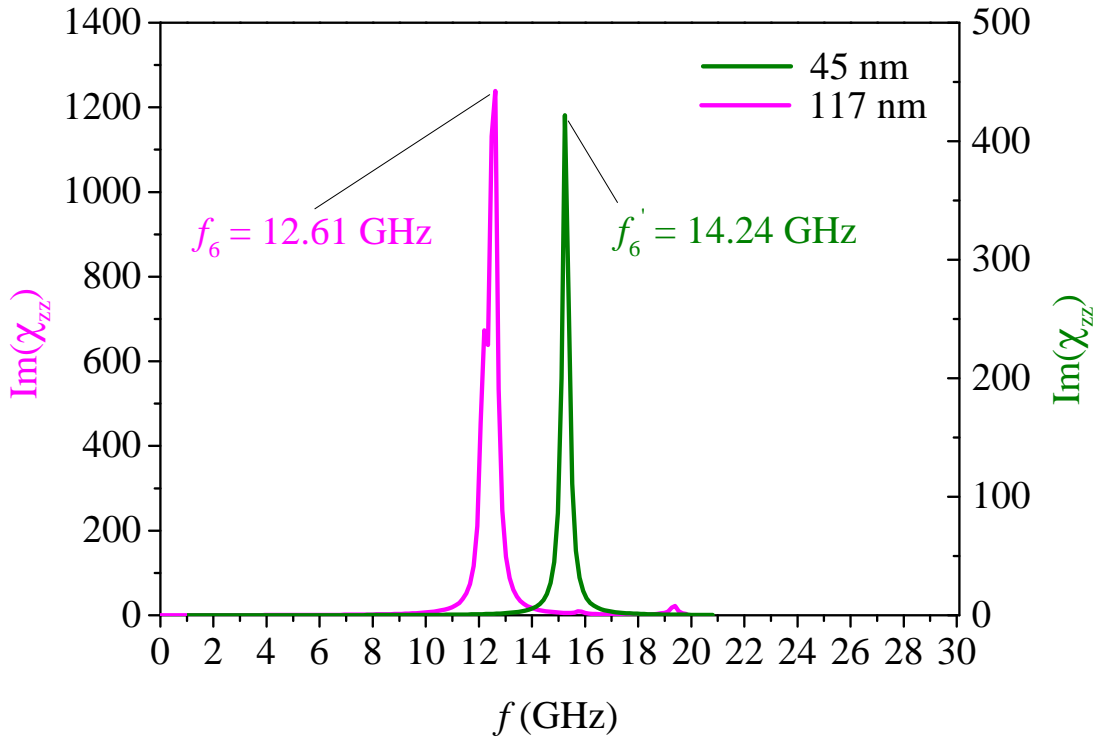


Figura 55: Aumento da frequência de ressonância para o modo de oscilação referente à componente dinâmica δs_z excitada pela componente h_z do campo oscilante.

A Figura 55 apresenta o aumento da frequência de oscilação das amplitudes δs_z com relação à componente h_z do campo oscilante. Entre os nanodiscos de 117 nm e 45 nm de diâmetro tivemos um aumento de 1630 MHz, variando de 12.61 GHz para 14.24 GHz. Outro aspecto importante a ser enfatizado é que, paralelamente ao aumento da frequência, tivemos a redução da largura de linha de 530 MHz para 300 MHz.

Podemos concluir que uma nanoestrutura contendo um vórtice magnético apresenta modos localizados associados tanto ao núcleo quanto à região que descreve a espiral que podem ser excitados em frequências diferentes. Esses modos correspondem às regiões vibrando separadamente ou em conjunto. Mais uma vez podemos concluir que o tensor de susceptibilidade dinâmica generalizado apresenta-se como uma ferramenta poderosa capaz de fornecer o espectro de excitação e indicar o local de origem dos modos de ressonância.

6 Considerações finais

6.1 Conclusões

O estudo realizado nesse trabalho consistiu em desenvolver um modelo que possa auxiliar o entendimento do comportamento dinâmico da magnetização de materiais nanoestruturados.

Usando a teoria micromagnética fizemos uma discretização dos sistemas magnéticos nanoestruturados e o representamos através de N unidades volumétricas, com magnetização uniforme, que chamamos de células de simulação. A partir da densidade de energia magnética total do sistema, obtivemos o campo efetivo local, sobre cada célula, como sendo $\vec{H}_{eff}^i = -(1/M_S)\nabla_{\vec{s}_i}E$.

A configuração de equilíbrio é obtida a partir da exigência de que o torque do campo efetivo local sobre o momento magnético é aproximadamente nulo, isto é, $\vec{s}_i \times H_{eff}^i \approx 0$.

A partir da configuração de equilíbrio, consideramos que o momento magnético está livre para precessionar com pequenas amplitudes perpendiculares em torno da posição de equilíbrio ($\vec{s}_i = s_0\hat{x} + \delta s_y\hat{y} + \delta s_z\hat{z}$). Usamos a equação de movimento de Landau-Lifshitz e linearizamos nas amplitudes de oscilação.

Em seguida obtivemos de forma analítica as $2N$ equações de movimento que compõem o sistema, verificamos que as mesmas reproduzem a situação clássica de um filme ferromagnético ultrafino. Após isso, utilizamos duas técnicas para obtermos os espectros de excitação das nanoestruturas, a saber, a densidade de estados e o tensor de susceptibilidade dinâmica.

A densidade de estados $\rho(\Omega)$ fornece o número de estados por frequência, a qual foi obtida utilizando a técnica do resolvente. A escrita da equação de Landau-Lifshitz na forma matricial nos permitiu escrever uma equação de autovalores e autovetores, através da qual pudemos escrever a matriz resolvente $G(\Omega + i\epsilon)$ de ordem $2N$, sendo $\rho(\Omega)$ escrita em função da parte imaginária do traço de $G(\Omega + i\epsilon)$.

A técnica do resolvente foi utilizada para a obtenção dos espectros de excitação de paredes de domínio aprisionadas em nanofitas ferromagnéticas crescidas sobre substratos vicinais antiferromagnéticos. A interação com o substrato favorece a nucleação de domínios magnéticos opostos no ferromagneto, aprisionando paredes de domínio sobre a mudança de degraus no substrato. Quanto maior for a interação de troca na interface entre o ferromagneto e o substrato, mais estreita é a parede de domínio. Nas regiões de paredes de domínio, a variação espacial da magnetização é responsável pela redução do valor do campo efetivo, gerando forças restauradoras menores. Conseqüentemente, a banda de frequência de parede de domínio apresentou modos localizados em frequências mais baixas que a banda de domínio. A variação local do campo efetivo, mesmo sendo pequena, fez com que as bandas de frequências tenham larguras na faixa de GHz, havendo sobreposição de alguns modos de domínio e de parede.

A técnica da susceptibilidade dinâmica χ obtida com a aplicação de campos de micro-ondas no plano perpendicular à magnetização de equilíbrio permite identificar a localização de cada modo de oscilação obtido no espectro. Os elementos do tensor de susceptibilidade dinâmica permitiram identificar separadamente quais são os modos de oscilação nas direções x , y e z , os quais dependem diretamente de qual direção encontra-se a magnetização de equilíbrio. Para magnetização em x , obtivemos respostas nos elementos χ_{yy} e χ_{zz} , e, para magnetização de equilíbrio em y , obtivemos respostas nos elementos χ_{xx} e χ_{zz} .

Sendo assim, no caso de paredes de domínios aprisionadas em nanofitas ferromagnéticas, os modos localizados apenas na parede de domínio puderam ser observados no elemento χ_{xx} , enquanto os modos localizados nos domínios magnéticos puderam ser observados no elemento χ_{yy} , possuindo frequência superior ao da parede devido à diferença nos valores de campo efetivo, que são menores nas paredes. Um modo de alta frequência observado nesse sistema consiste na oscilação em conjunto do domínio e da parede, identificado no elemento χ_{zz} .

No caso dos vórtices também realizamos a identificação dos modos de oscilação em torno de cada eixo separadamente. O elemento χ_{zz} apresentou um único modo de oscilação, correspondendo a um modo bem localizado. Utilizando um campo oscilante perpendicular ao plano do vórtice, esse modo pode ser excitado em uma frequência bem definida, correspondendo às oscilações fora do plano. Nesse caso, a única região com resposta nula é o núcleo do vórtice que já se encontra polarizado no eixo z . Os elementos χ_{xx} e χ_{yy} apresentaram uma maior quantidade de modos de oscilação devido a distribuição espiral

da magnetização no plano. A variação espacial da magnetização dá origem a um maior número de modos de oscilação.

Outro aspecto importante para a frequência de ressonância consistiu no confinamento da magnetização. Quanto menor for a nanoestrutura, mais estável se encontrará a magnetização devido à alta anisotropia de forma, conseqüentemente, observamos o aumento das frequências de ressonância, desde que não ocorra mudança no estado de equilíbrio da magnetização. Para nanofitas ferromagnéticas com magnetização uniforme ao longo do eixo longitudinal, obtivemos aumento da frequência para diminuição da largura da nanofita, fazendo com que o modelo desenvolvido entrasse em acordo com resultados experimentais já publicados e com modelos já existentes. Observamos a mesma fenomenologia com os vórtices magnéticos, os quais apresentaram aumento da frequência de ressonância para diâmetros menores.

6.2 Perspectivas futuras

As perspectivas futuras do trabalho desenvolvido consistem no estudo de nanoestruturas interagentes. O objetivo é encontrar regiões que oscilem acopladamente, levando ao aumento da frequência de oscilação e à diminuição da largura de linha. Sistemas como nanodiscos de vórtices empilhados podem ser promissores. O espectro de excitação pode ser modificado de acordo com a separação entre os nanodiscos, fato que pode alterar a quiralidade e a polaridade dos vórtices devido a variação da interação dipolar. Quanto mais próximo estiverem maior é o acoplamento dipolar.

Semelhantemente aos nanodiscos, duas ou mais paredes de domínio nucleadas pela interação de interface com substratos vicinais antiferromagnéticos também podem vibrar de maneira acoplada. O acoplamento entre elas dependerá diretamente do tamanho dos degraus dos substratos e da quiralidade das paredes, o que ocasionará a modificação do espectro.

Além disso, como conhecemos com detalhes a localização do modo de oscilação na nanoestrutura, podemos pensar em utilizar correntes polarizadas para excitar apenas uma determinada região, buscando tanto o aumento da frequência como a diminuição da largura de linha.

Enfim, a previsão e a compreensão do comportamento dinâmico da magnetização pode revelar que tipos de estruturas apresentam as propriedades necessárias para que no futuro possam ser transformadas em dispositivos tecnológicos úteis para a sociedade.

Referências

- [1] BHATTI, S. et al. Spintronics based random access memory: a review. *Materials Today*, v. 20, n. 9, p. 530 – 548, 2017. ISSN 1369-7021.
- [2] ZUTIC, I.; FABIAN, J.; SARMA, S. D. Spintronics: Fundamentals and applications. *Rev. Mod. Phys.*, American Physical Society, v. 76, p. 323–410, Apr 2004.
- [3] WOLF, S. A. et al. Spintronics: A spin-based electronics vision for the future. American Association for the Advancement of Science, v. 294, n. 5546, p. 1488–1495, 2001. ISSN 0036-8075.
- [4] WOLF, S. A. et al. The promise of nanomagnetism and spintronics for future logic and universal memory. *Proceedings of the IEEE*, v. 98, n. 12, p. 2155–2168, 2010.
- [5] ALLWOOD, D. A. et al. Characterization of submicrometer ferromagnetic not gates. *Journal of Applied Physics*, v. 95, n. 12, p. 8264–8270, 2004.
- [6] COWBURN, R. P.; WELLAND, M. E. Room temperature magnetic quantum cellular automata. American Association for the Advancement of Science, v. 287, n. 5457, p. 1466–1468, 2000.
- [7] IMRE, A. et al. Majority logic gate for magnetic quantum-dot cellular automata. American Association for the Advancement of Science, v. 311, n. 5758, p. 205–208, 2006.
- [8] HAQUE, S. A. et al. Magnetic logic gate for binary computing. *Science and Technology of Advanced Materials*, v. 5, n. 1-2, p. 79, 2004.
- [9] SLONCZEWSKI, J. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 159, n. 1, p. L1 – L7, 1996. ISSN 0304-8853.
- [10] A new spin on magnetic memories. *Nature Nanotechnology*, v. 10, p. 187 – 191, 2015.
- [11] LI, X. et al. Spin-torque-induced switching in a perpendicular gmr nanopillar with a soft core inside the free layer. *New Journal of Physics*, v. 11, n. 2, p. 023027, 2009.
- [12] DING, J.; KOSTYLEV, M.; ADEYEYE, A. O. Realization of a mesoscopic reprogrammable magnetic logic based on a nanoscale reconfigurable magnonic crystal. *Applied Physics Letters*, v. 100, n. 7, p. 073114, 2012.
- [13] BOHLENS, S. et al. Current controlled random-access memory based on magnetic vortex handedness. *Applied Physics Letters*, v. 93, n. 14, p. 142508, 2008.
- [14] ZENG, Z. et al. Ultralow-current-density and bias-field-free spin-transfer nano-oscillator. *Scientific Reports*, v. 3, p. 1426, 2013.

- [15] SHIMON, G.; ADEYEYE, A. O.; ROSS, C. A. Magnetic vortex dynamics in thickness-modulated $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ disks. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 87, p. 214422, Jun 2013.
- [16] BUCHANAN KRISTEN S.AND ROY, P. E. et al. Soliton-pair dynamics in patterned ferromagnetic ellipses. *Nature Physics*, v. 1, p. 172, 2005.
- [17] LIU, R. H.; LIM, W. L.; URAZHDIN, S. Dynamical skyrmion state in a spin current nano-oscillator with perpendicular magnetic anisotropy. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 114, p. 137201, Mar 2015.
- [18] MAHATO, B. K. et al. Tunable spin wave dynamics in two-dimensional $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ nanodot lattices by varying dot shape. *Applied Physics Letters*, v. 105, n. 1, p. 012406, 2014.
- [19] LIN, C. S. et al. Spin wave localization in a triangular nanomagnet. *Journal of Applied Physics*, v. 108, n. 11, p. 114305, 2010.
- [20] DING, J.; KOSTYLEV, M.; ADEYEYE, A. O. Magnetic hysteresis of dynamic response of one-dimensional magnonic crystals consisting of homogenous and alternating width nanowires observed with broadband ferromagnetic resonance. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 84, p. 054425, Aug 2011.
- [21] GUI, Y. S. et al. Direct measurement of nonlinear ferromagnetic damping via the intrinsic foldover effect. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 80, p. 060402, Aug 2009.
- [22] MONTONCELLO, F. et al. Magnetization reversal and soft modes in nanorings: Transitions between onion and vortex states studied by brillouin light scattering. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 78, p. 104421, Sep 2008.
- [23] WANG, J. et al. Micromagnetic calculation of dynamic susceptibility in ferromagnetic nanorings. *Journal of Applied Physics*, v. 105, n. 8, p. 083908, 2009.
- [24] NEUDECKER, I. et al. Spatially resolved dynamic eigenmode spectrum of Co rings. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 96, p. 057207, Feb 2006.
- [25] VOVK, A. et al. Evolution of the ferromagnetic resonance spectrum of a hexagonal antidot lattice with film thickness: Experiment and numerical simulations. *Journal of Applied Physics*, v. 117, n. 7, p. 073903, 2015.
- [26] FARMER, B. et al. Magnetic response of aperiodic wire networks based on fibonacci distortions of square antidot lattices. *Journal of Applied Physics*, v. 117, n. 17, p. 17B714, 2015.
- [27] MU, C. et al. Dynamic micromagnetic simulation of permalloy antidot array film. *Physica B: Condensed Matter*, v. 405, n. 5, p. 1325 – 1328, 2010. ISSN 0921-4526.
- [28] PRIBIAG, V. S. et al. Magnetic vortex oscillator driven by d.c. spin-polarized current. *Nature Physics*, v. 3, n. 10, p. 498, 2007.
- [29] VA?ATKA, M. et al. Magnetic vortex nucleation modes in static magnetic fields. *AIP Advances*, v. 7, n. 10, p. 105103, 2017.

- [30] GUSLIENKO, K. Y. Magnetic vortex state stability, reversal and dynamics in restricted geometries. *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, v. 8, n. 6, p. 2745, 2008.
- [31] DUSSAUX, A. et al. Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions. *Nature Communications*, v. 1, p. 8, 2010.
- [32] YU, X. W. et al. Images of a spin-torque-driven magnetic nano-oscillator. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 106, p. 167202, Apr 2011.
- [33] LOCATELLI, N. et al. Dynamics of two coupled vortices in a spin valve nanopillar excited by spin transfer torque. *Applied Physics Letters*, v. 98, n. 6, p. 062501, 2011.
- [34] HAMADEH, A. et al. Perfect and robust phase-locking of a spin transfer vortex nano-oscillator to an external microwave source. *Applied Physics Letters*, v. 104, n. 2, p. 022408, 2014.
- [35] CHEN, Y. et al. Designing and tuning magnetic resonance with exchange interaction. *Advanced Materials*, v. 27, n. 8, p. 1351–1355.
- [36] DAI, G. et al. Stress-controlled dynamic susceptibility in fega stripes. *Journal of Applied Physics*, v. 123, n. 24, p. 243902, 2018.
- [37] MU, C. et al. Dynamic susceptibility of onion in ferromagnetic elliptical nanoring. *AIP Advances*, v. 6, n. 6, p. 065026, 2016.
- [38] LEVY, J. C. *Magnetic Structures of 2D and 3D Nanoparticles: Properties and Applications*. 1. ed. [S.l.]: Taylor and Francis Group, LLC, 2016. ISBN 978-981-4613-68-2.
- [39] FORRESTER, D. M.; KÜRTEEN, K. E.; KUSMARTSEV, F. V. Magnetic cellular automata and the formation of glassy and magnetic structures from a chain of magnetic particles. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 75, p. 014416, Jan 2007.
- [40] FUXI, W. Y. G. *Data Storage at Nanoscale: Advances and Applications*. 1. ed. [S.l.]: Taylor and Francis Group, LLC, 2015. ISBN 978-981-4613-20-0.
- [41] ANDREU, I. et al. Same magnetic nanoparticles, different heating behavior: Influence of the arrangement and dispersive medium. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 380, p. 341 – 346, 2015. ISSN 0304-8853. 10th International Conference on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers 10-14 June, 2014, Dresden, Germany.
- [42] JORDAN, A. et al. Magnetic fluid hyperthermia (mfh): Cancer treatment with ac magnetic field induced excitation of biocompatible superparamagnetic nanoparticles. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 201, n. 1, p. 413 – 419, 1999. ISSN 0304-8853.
- [43] KOZISSNIK, B. et al. Magnetic fluid hyperthermia: Advances, challenges, and opportunity. *International Journal of Hyperthermia*, Taylor and Francis, v. 29, n. 8, p. 706–714, 2013. PMID: 24106927.
- [44] LIONG, M. et al. Multifunctional inorganic nanoparticles for imaging, targeting, and drug delivery. *ACS Nano*, v. 2, n. 5, p. 889–896, 2008. PMID: 19206485.

- [45] KONG, S. D. et al. Magnetically vectored nanocapsules for tumor penetration and remotely switchable on-demand drug release. *Nano Letters*, v. 10, n. 12, p. 5088–5092, 2010. PMID: 21038917.
- [46] SANGTANI, A. et al. Multifunctional nanoparticle composites: progress in the use of soft and hard nanoparticles for drug delivery and imaging. *Wiley Interdisciplinary Reviews: Nanomedicine and Nanobiotechnology*, v. 9, n. 6, p. e1466.
- [47] FRATILA, R. M.; RIVERA-FERNÁNDEZ, S.; FUENTE, J. M. de la. Shape matters: synthesis and biomedical applications of high aspect ratio magnetic nanomaterials. *Nanoscale*, The Royal Society of Chemistry, v. 7, p. 8233–8260, 2015.
- [48] SMITH, C. E. et al. Worm-like superparamagnetic nanoparticle clusters for enhanced adhesion and magnetic resonance relaxivity. *ACS Applied Materials & Interfaces*, v. 9, n. 2, p. 1219–1225, 2017. PMID: 27989109.
- [49] CHOO, E. S. G. et al. Controlled loading of superparamagnetic nanoparticles in fluorescent nanogels as effective T2-weighted MRI contrast agents. *J. Mater. Chem.*, The Royal Society of Chemistry, v. 21, p. 2310–2319, 2011.
- [50] MAO, X.; XU, J.; CUI, H. Functional nanoparticles for magnetic resonance imaging. *Wiley Interdisciplinary Reviews: Nanomedicine and Nanobiotechnology*, v. 8, n. 6, p. 814–841.
- [51] CARVALHO, J. F. d. et al. Oxacillin magnetically targeted for the treatment of Methicillin-Resistant *S. aureus* infection in rats. *Acta Cirurgica Brasileira*, scielo, v. 32, p. 46 – 55, 01 2017. ISSN 0102-8650.
- [52] VAZ, C. A. F.; BLAND, J. A. C.; LAUHOFF, G. Magnetism in ultrathin film structures. *Reports on Progress in Physics*, v. 71, n. 5, p. 056501, 2008.
- [53] BROWN, W. F. *Micromagnetics*. 2. ed. [S.l.]: John Wiley and Sons, Inc, 1978. ISBN 0-88275-665-6.
- [54] WEI, D. *Micromagnetics and Recording Materials*. 1. ed. [S.l.]: Springer, 2012. ISBN 978-3-642-28577-6.
- [55] GUIMARÃES, A. P. *Principles of Nanomagnetism*. 1. ed. [S.l.]: Springer, 2009. ISBN 978-3-642-01482-6.
- [56] REBOUÇAS, G. de O. G. *Nucleação de vórtices e paredes de domínio em nanoestruturas magnéticas*. Tese (Doutorado) — UFRN, 2010.
- [57] REBOUÇAS, G. et al. Magnetic hysteresis of interface-biased flat iron dots. *Phys. Rev. B*, v. 79, 03 2009.
- [58] PEDROSA, S. S. *Efeitos dipolares sobre as fases magnéticas de aglomerados superparamagnéticos*. Tese (Doutorado) — UFRN, 2017.
- [59] GETZLAFF, M. *Micromagnetics*. 1. ed. [S.l.]: Springer, 2008. ISBN 978-3-540-31150-8.

- [60] MORRISH, A. H. *The Physical Principles of Magnetism*. 1. ed. [S.l.]: IEEE Press, 2001. ISBN 0-7803-6029-X.
- [61] ARFKEN, G.; WEBER, H. *Física Matemática: métodos matemáticas para engenharia e física*. 1. ed. [S.l.]: Elsevier, 2007. ISBN 978-85-352-2050-6.
- [62] SCHERER, C. *Métodos Computacionais da Física*. 2. ed. [S.l.]: Editora Livraria da Física, 2010. ISBN 9788578610623.
- [63] KITTEL, C. *Introduction to Solid State Physics*. 8. ed. [S.l.]: John Wiley and Sons, Inc, 2005. ISBN 0-471-68057-5.
- [64] CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. *Introduction to Magnetic Materials*. 2. ed. [S.l.]: John Wiley and Sons, Inc, 2009. ISBN 978-0-471-47741-9.
- [65] OLIVEIRA, L. L. de. *Nanoestruturas magnéticas do tipo núcleo-casca: um estudo do impacto do campo dipolar*. Tese (Doutorado) — UFRN, 2016.
- [66] AHARONI, A. *Introduction to Theory of Ferromagnetism*. 2. ed. [S.l.]: Oxford University Press, 2007. ISBN 978-0-19-850809-0.
- [67] COEY, J. M. D. *Magnetism and Magnetic Materials*. 1. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 2009. ISBN 978-0-511-67743-4.
- [68] HALLIDAY; RESNICK; WALKER, J. *Fundamentos de Física, volume 3: eletromagnetismo*. 8. ed. [S.l.]: LTC, 2009. ISBN 978-85-216-1607-8.
- [69] MCMICHAEL, R. D.; DONAHUE, M. J. Head to head domain wall structures in thin magnetic strips. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 33, n. 5, p. 4167–4169, Sep 1997. ISSN 0018-9464.
- [70] NAKATANI, Y.; THIAVILLE, A.; MILTAT, J. Head-to-head domain walls in soft nano-strips: a refined phase diagram. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 290-291, p. 750 – 753, 2005. ISSN 0304-8853. Proceedings of the Joint European Magnetic Symposia (JEMS' 04).
- [71] PORRATI, F.; HUTH, M. Diagram of the states in arrays of iron nanocylinders. *Applied Physics Letters*, v. 85, n. 15, p. 3157–3159, 2004.
- [72] GRIMSDITCH, M. et al. Normal modes of spin excitations in magnetic nanoparticles. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 69, p. 174428, 2004.
- [73] GUIMARÃES, A. P. *Magnetismo e Ressonância Magnética em Sólidos*. 1. ed. [S.l.]: Edusp, 2009. ISBN 9788531409462.
- [74] HILLEBRANDS, K. O. B. *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. [S.l.]: Springer, 2002. ISBN 3-540-41191-7.
- [75] OLIVEIRA, L. L. de. *Ressonância ferromagnética em bicamadas FM/AFM compensada*. 100 p. Dissertação (Mestrado) — Universidade do Estado do Rio Grande do Norte, Natal, 2012.
- [76] SHANKAR, R. *Principles of Quantum Mechanics*. 2. ed. [S.l.]: Plenum Press, 1994. ISBN 0-306-44790-8.

- [77] COUTO, R. T. Comentários sobre integrais impróprias que representam grandezas físicas. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 29, n. 3, p. 313 – 324, 2007.
- [78] MAJLIS, N. *The Quantum Theory of Magnetism*. 2. ed. [S.l.]: World Scientific, 2007. ISBN 978-981-256-792-5.
- [79] KITTEL, C. *Introduction to Solid State Physics*. 8. ed. [S.l.]: John Wiley and Sons, 2005. ISBN 0-471-41526-X.
- [80] RYU, K.-S. et al. Chiral spin torque at magnetic domain walls. *Nature Nanotechnology*, v. 8, 2013.
- [81] SLONCZEWSKI, J. C. Dynamics of magnetic domain walls. *AIP Conference Proceedings*, v. 5, n. 1, p. 170–174, 1972.
- [82] HAYASHI, M. et al. Direct observation of the coherent precession of magnetic domain walls propagating along permalloy nanowires. *Nature Physics*, v. 3, 2007.
- [83] CHEN, G. et al. Tailoring the chirality of magnetic domain walls by interface engineering. *Nature Communications*, v. 4, 2013.
- [84] THOMAS, L. et al. Dynamics of magnetic domain walls under their own inertia. *Science*, American Association for the Advancement of Science, v. 330, n. 6012, p. 1810–1813, 2010. ISSN 0036-8075.
- [85] PARKIN, S. S. P.; HAYASHI, M.; THOMAS, L. Magnetic domain-wall racetrack memory. *American Association for the Advancement of Science*, v. 320, n. 5873, p. 190–194, 2008.
- [86] KLÄUI, M. Head-to-head domain walls in magnetic nanostructures. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v. 20, n. 31, p. 313001.
- [87] SHARMA, S.; MURALIDHARAN, B.; TULAPURKAR, A. Proposal for a domain wall nano-oscillator driven by non-uniform spin currents. *Scientific Reports*, v. 5, p. 14647, 2015.
- [88] LABAYE, Y.; BERGER, L.; COEY, J. M. D. Domain walls in ferromagnetic nanoconstriction. *Journal of Applied Physics*, v. 91, n. 8, p. 5341–5346, 2002.
- [89] VOGEL, A. et al. Field- and current-induced domain-wall motion in permalloy nanowires with magnetic soft spots. *Applied Physics Letters*, v. 98, n. 20, p. 202501, 2011.
- [90] JAMALI, M. et al. Detection of domain wall eigenfrequency in infinity-shaped magnetic nanostructures. *Applied Physics Letters*, v. 101, n. 6, p. 062401, 2012.
- [91] HAMANN, C. et al. Magnetization dynamics of magnetic domain wall imprinted magnetic films. *New Journal of Physics*, v. 16, n. 2, p. 023010.
- [92] YOON, J. et al. Magnetic domain wall ferromagnetic resonance in ferromagnetic nanowires due to the spin transfer torque. *Applied Physics Express*, v. 4, n. 6, p. 063006, 2011.

- [93] DANTAS, A. L.; REBOUÇAS, G. O. G.; CARRIÇO, A. S. Depinning field of a periodic domain wall array in vicinal nanowires. *Journal of Applied Physics*, v. 105, n. 7, p. 07C116, 2009.
- [94] HOSOI, H. et al. Atomic resolved imaging of cleaved NiO(100) surfaces by NC-AFM. *Applied Surface Science*, v. 157, n. 4, p. 218 – 221, 2000. ISSN 0169-4332.
- [95] GUSLIENKO, K. Y. et al. Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 66, p. 132402, 2002.
- [96] STEBLIY, M. E. et al. Vortex dynamics and frequency splitting in vertically coupled nanomagnets. *Scientific Reports*, v. 7, p. 1127, 2017.
- [97] KAMMERER, M. et al. Magnetic vortex core reversal by excitation of spin waves. *Nature Communications*, v. 2, p. 279, 2011.
- [98] YAN, M.; HERTEL, R.; SCHNEIDER, C. M. Calculations of three-dimensional magnetic normal modes in mesoscopic permalloy prisms with vortex structure. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 76, p. 094407, 2007.
- [99] WAEYENBERGE, B. V. et al. Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field. *Nature*, v. 444, p. 461, 2006.
- [100] BOUST, F.; VUKADINOVIC, N. Micromagnetic simulations of vortex-state excitations in soft magnetic nanostructures. *Phys. Rev. B*, v. 70, p. 172408, 2004.

APÊNDICE A – Cálculos Auxiliares

Manipulação matemática de termos da energia magnética total, escrita nas variáveis dos eixos locais (rotacionados) conforme vetores da base rotacionada na equação 3.27, em acordo com a figura 4, em cada momento magnético.

Antes de tudo, reescreveremos o produto escalar $\hat{s}_i \cdot \hat{s}_j$, que é um termo comum as energias de troca e de interação dipolar, e é dado por:

$$\hat{s}_i \cdot \hat{s}_j = s_i^x s_j^x + s_i^y s_j^y + s_i^z s_j^z \quad (\text{A.1})$$

onde s_i^α ($s_i^{\tilde{\alpha}}$) é a componente α nos eixos fixos (nos eixos locais) do versor \hat{s} na posição i . Assim, utilizando a matriz de rotação em 3.27 e trabalhando isoladamente com os produtos das componentes na equação A.1 temos:

$$\begin{aligned} s_i^x s_j^x &= (s_i^{\tilde{x}} s \theta_i c \phi_i - s_i^{\tilde{y}} s \phi_i - s_i^{\tilde{z}} c \theta_i c \phi_i)(s_j^{\tilde{x}} s \theta_j c \phi_j - s_j^{\tilde{y}} s \phi_j - s_j^{\tilde{z}} c \theta_j c \phi_j) \\ s_i^y s_j^y &= (s_i^{\tilde{x}} s \theta_i s \phi_i + s_i^{\tilde{y}} c \phi_i - s_i^{\tilde{z}} c \theta_i s \phi_i)(s_j^{\tilde{x}} s \theta_j s \phi_j + s_j^{\tilde{y}} c \phi_j - s_j^{\tilde{z}} c \theta_j s \phi_j) \\ s_i^z s_j^z &= (s_i^{\tilde{x}} c \theta_i + s_i^{\tilde{z}} s \theta_i)(s_j^{\tilde{x}} c \theta_j + s_j^{\tilde{z}} s \theta_j), \end{aligned}$$

fizemos uso de uma notação simplificada das funções trigonométricas. Por exemplo, $\sin \gamma = s\gamma$ e $\cos \gamma = c\gamma$. A variável $s_i^{\tilde{x}}$ representa a direção de equilíbrio da i -ésima célula de simulação. As variáveis $s_i^{\tilde{y}}$ e $s_i^{\tilde{z}}$ correspondem às componentes dinâmicas e são perpendiculares a $s_i^{\tilde{x}}$. Ao realizarmos as multiplicações, somarmos as três equações e agruparmos os termos em comum ficamos com:

$$\begin{aligned} \hat{s}_i \cdot \hat{s}_j &= s_i^{\tilde{x}} s_j^{\tilde{x}} a_{ij} + s_i^{\tilde{y}} s_j^{\tilde{y}} b_{ij} + s_i^{\tilde{z}} s_j^{\tilde{z}} c_{ij} + \\ &\quad s_i^{\tilde{x}} s_j^{\tilde{y}} d_{ij} - s_i^{\tilde{x}} s_j^{\tilde{z}} e_{ij} - s_i^{\tilde{y}} s_j^{\tilde{x}} f_{ij} + \\ &\quad s_i^{\tilde{y}} s_j^{\tilde{z}} g_{ij} - s_i^{\tilde{z}} s_j^{\tilde{x}} h_{ij} - s_i^{\tilde{z}} s_j^{\tilde{y}} l_{ij} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Os coeficientes são funções dos ângulos locais da magnetização de equilíbrio e são

dados por:

$$\begin{aligned}
a_{ij} &= s\theta_i s\theta_j c_{\phi_i - \phi_j} + c\theta_i c\theta_j \\
b_{ij} &= c_{\phi_i - \phi_j} \\
c_{ij} &= c\theta_i c\theta_j c_{\phi_i - \phi_j} + s\theta_i s\theta_j \\
d_{ij} &= s\theta_i s_{\phi_i - \phi_j} \\
e_{ij} &= s\theta_i c\theta_j c_{\phi_i - \phi_j} - c\theta_i s\theta_j \\
f_{ij} &= s\theta_j s_{\phi_i - \phi_j} \\
g_{ij} &= c\theta_j s_{\phi_i - \phi_j} \\
h_{ij} &= c\theta_i s\theta_j c_{\phi_i - \phi_j} - s\theta_i c\theta_j \\
l_{ij} &= c\theta_i s_{\phi_i - \phi_j}
\end{aligned} \tag{A.3}$$

Um outro termo que é conveniente reescrever, buscando uma notação mais simplificada, é o segundo termo da Energia Dipolar $\hat{s}_i \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_k)$:

$$\hat{s}_i \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_k) = s_i^x X_{ik} + s_i^y Y_{ik} + s_i^z Z_{ik}$$

onde $\vec{r}_i - \vec{r}_k$ é a diferença entre os vetores posição (\vec{r}) dos momentos magnéticos \hat{s}_i e \hat{s}_k .

Definindo ds componentes do vetor deslocamento como:

$$X_{ik} = x_i - x_k$$

$$Y_{ik} = y_i - y_k$$

$$Z_{ik} = z_i - z_k$$

Temos que o produto escalar $\hat{s}_i \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_k)$ fica sendo dado por:

$$\begin{aligned}
\hat{s}_i \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_k) &= (s_i^{\tilde{x}} s\theta_i c\phi_i - s_i^{\tilde{y}} s\phi_i - s_i^{\tilde{z}} c\theta_i c\phi_i) X_{ik} + \\
&\quad (s_i^{\tilde{x}} s\theta_i s\phi_i + s_i^{\tilde{y}} c\phi_i - s_i^{\tilde{z}} c\theta_i s\phi_i) Y_{ik} + \\
&\quad (s_i^{\tilde{x}} c\theta_i + s_i^{\tilde{z}} s\theta_i) Z_{ik}
\end{aligned}$$

Assim,

$$\hat{s}_i \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_k) = s_i^{\tilde{x}} R_{ik}^{\tilde{x}} + s_i^{\tilde{y}} R_{ik}^{\tilde{y}} + s_i^{\tilde{z}} R_{ik}^{\tilde{z}} \tag{A.4}$$

onde

$$\begin{aligned}
 R_{ik}^{\tilde{x}} &= X_{ik}s\theta_i c\phi_i + Y_{ik}s\theta_i s\phi_i + Z_{ik}c\theta_i \\
 R_{ik}^{\tilde{y}} &= -X_{ik}s\phi_i + Y_{ik}c\phi_i \\
 R_{ik}^{\tilde{z}} &= -X_{ik}c\theta_i c\phi_i - Y_{ik}c\theta_i s\phi_i + Z_{ik}s\theta_i
 \end{aligned}
 \tag{A.5}$$

As equações em A.5 correspondem às componentes do vetor posição escritas na base local obtida através da rotação.

O terceiro cálculo é realizado para a Energia Zeeman:

$$\hat{s}_i \cdot \vec{H}_{ex} = s_i^x H_x + s_i^y H_y + s_i^z H_z$$

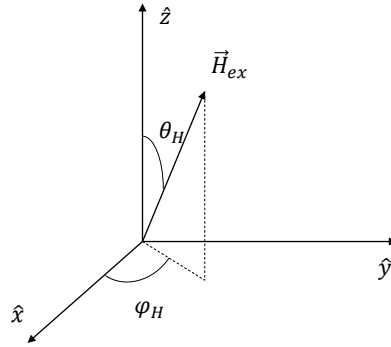


Figura 56: Componentes do Campo Externo nos eixos fixos

As componentes do campo externo são:

$$H_x = H_{ex} \sin \theta_H \cos \phi_H$$

$$H_y = H_{ex} \sin \theta_H \sin \phi_H$$

$$H_z = H_{ex} \cos \theta_H$$

Portanto, o produto escalar é dado por:

$$\begin{aligned}
 \hat{s}_i \cdot \vec{H}_{ex} &= (s_i^{\tilde{x}} s\theta_i c\phi_i - s_i^{\tilde{y}} s\phi_i - s_i^{\tilde{z}} c\theta_i c\phi_i) H_x + \\
 &\quad (s_i^{\tilde{x}} s\theta_i s\phi_i + s_i^{\tilde{y}} c\phi_i - s_i^{\tilde{z}} c\theta_i s\phi_i) H_y + \\
 &\quad (s_i^{\tilde{x}} c\theta_i + s_i^{\tilde{z}} s\theta_i) H_z
 \end{aligned}$$

$$\hat{s}_i \cdot \vec{H}_{ex} = s_i^{\tilde{x}} H_i^{\tilde{x}} + s_i^{\tilde{y}} H_i^{\tilde{y}} + s_i^{\tilde{z}} H_i^{\tilde{z}} \tag{A.6}$$

com:

$$\begin{aligned}
 H_i^{\tilde{x}} &= H_x s\theta_i c\phi_i + H_y s\theta_i s\phi_i + H_z c\theta_i \\
 H_i^{\tilde{y}} &= -H_x s\phi_i + H_y c\phi_i \\
 H_i^{\tilde{z}} &= -H_x c\theta_i c\phi_i - H_y c\theta_i s\phi_i + H_z s\theta_i
 \end{aligned}
 \tag{A.7}$$

As equações em A.7 correspondem às componentes do campo externo escritas na base local obtida através da rotação.

APÊNDICE B – Publicações

1. S. M. S. B. Martins Jr, L. L. Oliveira, G. O. G. Rebouças, A. L. Dantas and A. S. Carriço. *Excitations of interface pinned domains walls in constrained geometries*. AIP Advances 8, 056004 (2018).
2. S. S. Pedrosa, S. M. S. B. Martins Jr, R. M. Souza, C. M. Souza, G. O. G. Rebouças, J. M. de Araújo, A. L. Dantas and A. S. Carriço. *Dipolar effects on the magnetic phases of superparamagnetic clusters*. JOURNAL OF APPLIED PHYSICS 123, 233902 (2018).
3. R. M. Souza, S. M. S. B. Martins Jr, A. L. Dantas, D. H. D. Bezerra and A. S. Carriço. *Dipolar domain wall tuning in Fe@Py core-shell cylinders*. JOURNAL OF MAGNETISM AND MAGNETIC MATERIALS 476, 574 (2019).

APÊNDICE C – Apresentações

1. S. M. S. B. Martins Jr, A. L. Dantas, L. L. Oliveira, A. S. Carrico. Excitations of interface pinned domain walls in constrained geometries. In: 62nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, 2017, Pittsburgh, Pennsylvania.
2. S. M. S. B. Martins Jr, A. S. Carrico, L. L. Oliveira, A. L. Dantas, G. O. G. Rebouças. Excitations interface pinned domains walls (Oral). Encontro Potiguar de Física 2017 (CERES/UFRN).