



Universidade do Estado do Rio Grande do Norte
Faculdade de Ciências Exatas e Naturais - FANAT
Departamento de Física
Programa de Pós-Graduação em Física

Marcos Vinícius de Mendonça Ferreira

Efeito do Acoplamento Dipolar em
Nanoelementos Cilíndricos e Elípticos de Fe
Aplicados à Portas Lógicas Magnéticas

Mossoró

2017

Marcos Vinícius de Mendonça Ferreira

**Efeito do Acoplamento Dipolar em Nanoelementos
Cilíndricos e Elípticos de Fe Aplicados à Portas Lógicas
Magnéticas**

Dissertação apresentada ao programa de Pós-
graduação em Física da Universidade do Estado
do Rio Grande do Norte como parte dos requisitos
para obtenção do título de MESTRE EM FÍSICA

Orientador: Dr. Idalmir de Souza Queiroz Júnior

Co-Orientador: Dr. Vamberto Dias de Mello

Mossoró

2017

Ficha catalográfica gerada pelo Sistema Integrado de Bibliotecas
e Diretoria de Informatização (DINF) - UERN,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

F383e Ferreira, Marcos Vinicius de Mendonça.
Efeito do Acoplamento Dipolar em Nanoelementos Cilíndricos e
Elípticos de Fe Aplicados à Portas Lógicas Magnéticas / Marcos Vinicius
de Mendonça Ferreira - 2017.
128 p.

Orientador: Idalmir de Souza Queiroz Junior.
Coorientador: Vamberto Dias de Mello.
Dissertação (Mestrado) - Universidade do Estado do Rio Grande do
Norte, Física / Programa de Pós-Graduação em Física, 2017.

1. Portas Lógicas. 2. Nanoelementos Cilíndricos e Elípticos. 3.
Spintrônica. 4. Interação Dipolar. I. Souza Queiroz Junior, Idalmir de ,
orient. II. Mello, Vamberto Dias de , co-orient. III. Título.

Marcos Vinícius de Mendonça Ferreira

**Efeito do Acoplamento Dipolar em Nanoelementos
Cilíndricos e Elípticos de Fe Aplicados à Portas Lógicas
Magnéticas**

Dissertação apresentada ao programa de Pós-
graduação em Física da Universidade do Estado
do Rio Grande do Norte como parte dos requisitos
para obtenção do título de MESTRE EM FÍSICA

Aprovada em 07/07/2017

Banca Examinadora

Dr. Idalmir de Souza Queiroz Júnior - UFERSA
Orientador

Dr. Francisco César de Medeiros Filho - UFERSA
Examinador interno

Dr. Gustavo de Oliveira Gurgel Rebouças - UFERSA
Examinador externo

Agradecimentos

Gostaria, antes de mais nada, utilizar este espaço para agradecer e reconhecer o apoio para a elaboração deste trabalho. Agradeço,

- À minha avó materna, Maria Valdeci de Mendonça (*in memoriam*), a qual me criou, me ensinou a ser gente de bem e que me faz muita falta;
- À minha mãe, Rosângela Maria de Mendonça, pelo amor, exemplo de pessoa íntegra, honesta, por me apoiar no que decido fazer, além de me aguentar e, por vezes, aceitar o meu jeito diferente de ser;
- À todos os amigos, sem exceção, que sempre me incentivaram a concluir este trabalho e a sempre buscar o melhor para minha vida.

Por fim, aos que me ajudaram a trilhar este caminho árduo. O meu muito obrigado,

- Ao professor Dr. Idalmir de Souza Queiroz Júnior, não só pela orientação, e sim pelo exemplo de professor e pesquisador;
- Ao professor Dr. Vamberto Dias de Mello, pela coorientação neste trabalho;
- Aos orientandos de iniciação científica do professor Idalmir, Stefany, Milena e Kayo, os quais auxiliaram na produção deste trabalho;
- Ao professor Dr. Aureliano Aline Puça, pelos ensinamentos, mesmo que indiretos, durante a graduação que serviram e servem para a vida acadêmica e cotidiana;
- À professora Dra. Maria das Graças Dias da Silva, pelas muitas discussões acerca deste trabalho e da vida;

- À todos os professores do departamento de física da UERN, os quais contribuíram de forma direta ou indireta com minha formação acadêmica e pessoal;
- Aos meus ex-alunos da UFERSA, campus Mossoró e Pau dos Ferros, pelos ensinamentos e incentivos para a conclusão do referido trabalho para poder voltar, quem sabe um dia, como professor efetivo;
- À CAPES pelo apoio financeiro.

Together we stand, divided we fall.

(Hey You - Pink Floyd)

Resumo

Com pouco mais de 50 anos de estudo, as pesquisas em nanomagnetismo intensificam-se cada vez mais com a grande evolução nos materiais compostos de nanopartículas magnéticas, podendo levar a um aperfeiçoamento de sistemas de gravação e de leitura de memórias magnéticas, ao processo de miniaturização dos componentes eletrônicos e aos avanços na área de spintrônica. Como alternativa para a indústria eletrônica, ou spintrônica, podemos citar os dispositivos lógicos magnéticos. Nosso estudo baseia-se em conjuntos compostos por nanoelementos magnéticos que interagem entre si via interação dipolar magnética. Uma das aplicações mais imediatas são portas lógicas nanomagnéticas, que são dispositivos formados por nanoelementos magnéticos com função de responder à entradas lógicas. A metodologia utilizada é baseada em métodos computacionais, onde utilizamos a técnica de simulação micromagnética para estudar a interação dipolar entre os nanoelementos. Neste sistema magnético consideramos os efeitos das interações de troca, anisotropia, Zeeman e dipolar para compreender como se processa a informação digital nos nanoelementos. São realizadas simulações com nanoelementos cilíndricos e elípticos, variando as dimensões e a distância de separação entre eles. O campo magnético externo é considerado como uma entrada lógica aplicada apenas em alguns dos nanoelementos, enquanto outros nanoelementos funcionam com saída da porta lógica, respondendo às informações da entrada. Neste trabalho analisamos o efeito da interação dipolar e sua influência na resposta das portas lógicas magnéticas.

Palavras-chave: Nanoelementos Cilíndricos, Nanoelementos Elípticos, Portas Lógicas Magnéticas.

Abstract

Currently researches in nanomagnetism are intensifying with developments in materials composed of magnetic nanoparticles, leading to a recording system improvement and reading magnetic memory. Recent studies present devices like spin valve, magnetic tunnel junctions and magnetic logic gates. This study is based on magnetic systems made of magnetic nanoelements interacting via magnetic dipolar interaction. Magnetic logic gates are built by magnetic nanoelements with the function to respond to the logic inputs. These nanostructures can form from simple logic gates, to more complex circuits such as arithmetic logic unit of computers. This work uses the micro magnetic simulation technique to study the dipolar interaction between nanoelements. In the simulation of the magnetic system is considered the effects of exchange interactions, anisotropy, Zeeman and the dipolar effect to understand how to process digital information in nanoelements. Simulations with cylindrical and elliptical elements varying its dimensions were made. Logic gates have one or more binary inputs and one binary output. In this work, the external magnetic field is considered as a logic input only works in some of nanoelements while others nanoelements function as propagators of information or output logic gate, responding to input information. It analyzed the effect of the dipolar interaction and its influence on the spread of information between the magnetic elements. It is shown that there is a limit to the dimensions of these nanoelements, so that the magnetic phase of interest are obtained. Also shown is the distance limit in which the dipolar effect still operates between nanoelements.

Keywords: Cylindrical Nanoelements, Elliptical Nanoelements, Magnetic Logic Ports.

Dedicado à minha mãe, Rosângela.

Sumário

Lista de Tabelas	i
Lista de Figuras	ii
1 Introdução	1
2 Simulação Micromagnética	4
2.1 Nanomagnetismo	4
2.1.1 Magnetismo	4
2.1.2 Histerese Magnética	5
2.2 Interações Magnéticas e o Torque Magnético	7
2.2.1 Energia de Troca	7
2.2.2 Energia Zeeman	13
2.2.3 Energia de Anisotropia Uniaxial	14
2.2.4 Energia Dipolar	14
2.2.5 Torque Magnético	14
2.3 Célula de simulação e o método autoconsistente	15
2.3.1 Campo Médio Local	17
2.3.2 Energia por Célula	17
2.3.3 Método Autoconsistente	21
3 Nanoelementos Magnéticos	23
3.1 Nanoelementos Magnéticos Cilíndricos e Elípticos	24
3.2 Fases Magnéticas e o Efeito do Acoplamento Dipolar nos Nanoelementos . .	28

4	Nanoelementos Magnéticos Cilíndricos e Elípticos Coplanares Acoplados	32
4.1	Nanoelementos Magnéticos Coplanares Acoplados	32
4.2	Portas Lógicas Nanomagnéticas	34
4.2.1	Funções Lógicas AND, OR e NOT	34
4.2.2	Funções Lógicas NAND e NOR	36
4.2.3	Autômato Celular Quântico	37
5	Resultados e Discussões	40
5.1	Nanoelementos Cilíndricos Isolados	40
5.2	Nanoelementos Cilíndricos Acoplados	46
5.2.1	Alinhamento em x	46
5.2.2	Alinhamento em y	56
5.3	Nanoelementos Elípticos Isolados	70
5.4	Nanoelementos Elípticos Acoplados	73
5.4.1	Espaçamento $E = 3$ nm	73
5.4.2	Espaçamento $E = 6$ nm	82
5.4.3	Espaçamento $E = 18$ nm	91
6	Conclusões e Perspectivas Futuras	98
	Referências Bibliográficas	102

Lista de Tabelas

2.1	Paramêtros magnéticos do ferro [30, 31].	17
4.1	Combinações dos valores Booleanos para as funções AND, à esquerda, e OR, à direita [29].	35
4.2	Tabelas-Verdades das portas lógicas AND, à esquerda, e OR, à direita. . . .	36
4.3	Tabela-Verdade da porta lógica NOT	36
4.4	Tabelas-Verdades das portas lógicas NAND, à esquerda, e NOR, à direita. .	37
5.1	Tabela com os diâmetros utilizados para a geometria cilíndrica.	40
5.2	Tabela com os espaçamentos utilizados para a geometria cilíndrica.	46
5.3	Tabela com os diâmetros utilizados para a geometria elíptica.	73
5.4	Tabela com as alturas utilizadas para a geometria elíptica.	73

Lista de Figuras

2.1	Curva de Histerese Magnética de uma amostra virgem [24].	6
2.2	Representação esquemática do vetor \vec{S} , as projeções \hat{S}_x, \hat{S}_y e \hat{S}_z e os ângulos α, β e γ que originam os cossenos diretores [2].	9
2.3	Representação esquemática do vetor momento magnético unitário \hat{u}_i e seu vizinho \hat{u}_j , separados por um vetor posição $\vec{r}_{i,j}$ [2].	9
2.4	Representação gráfica da (a) célula de simulação cúbica com aresta d e da (b) célula cristalina com parâmetro de rede a_0	16
2.5	Figura esquemática do campo magnético de troca, H_{exch} , entre duas células de simulação vizinhas i e j	18
2.6	Figura esquemática do campo Zeeman entre uma célula de simulação i e o campo externo H_{ext}	19
2.7	Figura esquemática do campo de anisotropia, H_{ani} , de uma célula de simulação i	20
2.8	Figura esquemática do campo dipolar, H_{dip} , de uma célula de simulação i com todas as outras células k	21
3.1	Figura esquemática dos estados magnéticos de nanocilindros de Fe a campo nulo [38].	26
3.2	Diagrama de fases magnéticas de nanocilindros de Fe com relação a espessura e diâmetro [38].	26
3.3	Figura esquemática das fases magnéticas de nanoelipsoides isoladas de Fe em remanência [37].	27
3.4	Diagrama de fases magnéticas de nanoelipsoides isoladas de Fe com relação aos diâmetros na direção x e y . [37].	27

3.5	Figura esquemática das principais fases magnéticas de nanoelementos cilíndricos acoplados magneticamente via interação dipolar [38].	29
3.6	Diagrama de fases magnéticas de nanoelementos cilíndricos acoplados magneticamente separados por um espaçador não magnético. [38].	29
3.7	Figura esquemática do acoplamento de nanoelementos elípticos separados por um espaçador não magnético, onde NE_1 e NE_2 representam os nanoelementos e ε representa o espaçador [37].	30
3.8	Diagrama de fases magnéticas de nanoelementos elípticos acoplados magneticamente via campo dipolar separados por um espaçador não magnético, onde D_x e D_y representam os diâmetros nas direções x e y respectivamente e NE_1 e NE_2 representam os nanoelementos e ε representa o espaçador [37].	30
4.1	Figura esquemática da configuração dos nanoelementos acoplados ferromagneticamente no plano. D representa o diâmetro, h representa a espessura e E representa o espaçamento entre os nanoelementos.	33
4.2	Figura esquemática da configuração dos nanoelementos acoplados antiferromagneticamente no plano. D representa o diâmetro, h representa a espessura e E representa o espaçamento entre os nanoelementos.	33
4.3	Figura esquemática das portas lógicas utilizando as funções lógicas (a) AND, (b) OR e (c) NOT [13].	35
4.4	Figura esquemática das portas lógicas utilizando as funções lógicas (a) NAND e (b) NOR [29].	37
4.5	Representação do campo dipolar do nanoelemento central com dois nanoelementos alinhados. Esta figura caracteriza a interação entre os nanoelementos de acordo com a configuração da Figura 4.1 [29].	38
4.6	Representação do campo dipolar do nanoelemento central com dois nanoelementos alinhados. Esta figura caracteriza a interação entre os nanoelementos de acordo com a configuração da Figura 4.2 [29].	38

4.7	Figura esquemática de uma porta lógica magnética. N_x , N_y e N_z representam as dimensões do nanoelemento e d_x e d_y os espaçamentos entre os nanoelementos nas direções x e y respectivamente [29].	39
5.1	Curva de magnetização em remanência de um nanoelemento isolado de diâmetro (a) $D = 150$ nm e (b) $D = 240$ nm, com altura $h = 9$ nm.	41
5.2	Configuração magnética em remanência de um nanoelemento isolado de diâmetro (a) $D = 150$ nm e (b) $D = 240$ nm, com altura $h = 9$ nm. A escala de cores indica a direção da magnetização em relação ao eixo z	41
5.3	(a) Apresenta o mapa de campo dipolar e (b) apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar referentes a um nanoelemento isolado com diâmetro $D = 150$ nm e altura $h = 9$ nm. A escala de cores representa, respectivamente, a direção do campo no plano xy e a intensidade do campo dipolar.	42
5.4	(a) Apresenta o mapa de campo dipolar e (b) apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar referentes a um nanoelemento isolado com diâmetro $D = 240$ nm e altura $h = 9$ nm. A escala de cores representa, respectivamente, a direção do campo no plano xy e a intensidade do campo dipolar.	42
5.5	Curva de magnetização em remanência de um nanoelemento isolado de diâmetro $D = 72$ nm e altura $h = 18$ nm.	43
5.6	Configuração magnética de um nanoelemento isolado de diâmetro $D = 72$ nm e altura $h = 9$ nm em (a) saturação e (b) remanência. A escala de cores indica a direção da magnetização em relação ao eixo z	44
5.7	Os gráficos são referentes a um nanoelemento isolado com diâmetro $D = 72$ nm e altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto de saturação e (b) para o ponto de remanência. A escala de cores representa a projeção do campo dipolar no plano xy	44
5.8	Os gráficos são referentes a um nanoelemento isolado com diâmetro $D = 72$ nm e altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade de campo dipolar para o ponto de saturação e (b) para o ponto de remanência. A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy	45

5.9	Mapa dos momentos magnéticos em 3 dimensões de um nanoelemento isolado com diâmetro $D = 72$ nm e altura $h = 18$ nm. A escala de cores representa a projeção dos momentos magnéticos em relação ao plano xy	46
5.10	Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetro $D = 36$ nm e espaçamento $E = 3$ nm.	47
5.11	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D = 36$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z	48
5.12	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D = 36$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy	49
5.13	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D = 36$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy	50
5.14	Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetro $D = 240$ nm e espaçamento $E = 24$ nm.	51
5.15	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D = 240$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 24$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z	52

5.16	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D = 240$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 24$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy	53
5.17	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D = 240$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 24$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy	54
5.18	Diagrama de fases magnéticas para nanoelementos cilíndricos de Fe acoplados com altura $h = 9$ nm, alinhados paralelamente ao eixo x . As siglas da legenda são: D para Domínio, representada pela cor azul, C para fase C, representada pela cor vermelha e V para vórtice, representada pela cor verde. Os diâmetros e os espaçamentos utilizados para construção deste diagrama estão expressos nas Tabelas 5.1 e 5.2.	55
5.19	Diagrama de reversão para nanoelementos cilíndricos de Fe acoplados com altura $h = 9$ nm, alinhados paralelamente ao eixo x . A legenda indica que houve reversão na direção da magnetização, na cor vermelha e que não houve reversão na cor azul.	56
5.20	Curva de magnetização global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetro $D = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm.	57
5.21	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D = 9$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z	57

5.22	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D = 9$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy	58
5.23	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D = 9$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy	59
5.24	Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetro $D = 72$ nm e espaçamento $E = 36$ nm.	60
5.25	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D = 72$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 36$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z	61
5.26	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D = 72$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 36$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy	62

5.27	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D = 72$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 36$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy	63
5.28	Diagrama de fases magnéticas para nanoelementos cilíndricos de Fe acoplados com altura $h = 9$ nm, alinhados paralelamente ao eixo y . As siglas da legenda são: D para Domínio, representada pela cor azul, C para fase C, representada pela cor vermelha e V para vórtice, representada pela cor verde. Os diâmetros e os espaçamentos utilizados para construção deste diagrama estão expressos nas Tabelas 5.1 e 5.2.	64
5.29	Diagrama de reversão para nanoelementos cilíndricos de Fe acoplados com altura $h = 9$ nm, alinhados paralelamente ao eixo y . A legenda indica que houve reversão na direção da magnetização, na cor vermelha e que não houve reversão na cor azul.	65
5.30	Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo x , com diâmetros $D = 9$ nm, alturas $h = 18$ nm e espaçamento $E = 36$ nm, com campo externo aplicado no sentido positivo da direção x . A escala de cores representa a direção dos momentos magnéticos em relação ao eixo z	66
5.31	Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo x , com diâmetros $D = 9$ nm, alturas $h = 18$ nm e espaçamento $E = 36$ nm, com campo externo aplicado no sentido negativo da direção x . A escala de cores representa a direção dos momentos magnéticos em relação ao eixo z	67
5.32	Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo y , com diâmetro $D = 18$ nm, altura $h = 18$ nm e espaçamento $E = 3$ nm, com campo externo aplicado no sentido positivo da direção x . A escala de cores representa o sentido dos momentos magnéticos em relação a direção x	68

5.33	Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo y , com diâmetros $D = 18$ nm, alturas $h = 18$ nm e espaçamento $E = 3$ nm, com campo externo aplicado no sentido negativo da direção x . A escala de cores representa o sentido dos momentos magnéticos em relação a direção x	69
5.34	As figuras representam o diagrama de reversão para nanoelementos cilíndricos com altura $h = 18$ nm acoplados paralelamente ao eixo (a) x e (b) y . A legenda indica que houve reversão na direção da magnetização, na cor vermelha e que não houve reversão na cor azul.	70
5.35	Curva de magnetização em remanência de um nanoelemento isolado de diâmetro (a) $D_x = 150$ nm, $D_y = 75$ nm e (b) $D_x = 165$ nm, $D_y = 330$ nm, com altura $h = 9$ nm.	71
5.36	Configuração magnética em remanência de um nanoelemento isolado de diâmetro a) $D_x = 150$ nm, $D_y = 75$ nm e (b) $D_x = 165$ nm, $D_y = 330$ nm, com altura $h = 9$ nm. A escala de cores indica a direção da magnetização em relação ao eixo z	71
5.37	(a) Apresenta o mapa de campo dipolar e (b) apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar referentes a um nanoelemento isolado com diâmetro $D_x = 150$ nm, $D_y = 75$ nm e altura $h = 9$ nm. A escala de cores representa, respectivamente, a direção do campo no plano xy e a intensidade do campo dipolar.	72
5.38	(a) Apresenta o mapa de campo dipolar e (b) apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar referentes a um nanoelemento isolado com diâmetro $D_x = 330$ nm, $D_y = 165$ nm e altura $h = 9$ nm. A escala de cores representa, respectivamente, a direção do campo no plano xy e a intensidade do campo dipolar.	72
5.39	Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetro $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm.	74

5.40	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z	74
5.41	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy	75
5.42	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy	76
5.43	Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetro $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm.	77
5.44	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z	78
5.45	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy	79

5.46	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy	80
5.47	Diagrama de reversão entre a altura h e o diâmetro D , para nanoelementos elípticos acoplados no eixo x com espaçamento $E = 3$ nm.	81
5.48	Diagrama de reversão entre a altura h e o diâmetro D , para nanoelementos elípticos acoplados no eixo y com espaçamento $E = 3$ nm.	81
5.49	Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetro $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm.	82
5.50	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z	83
5.51	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy	84
5.52	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy	85

5.53	Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetro $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm.	86
5.54	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z	87
5.55	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy	88
5.56	Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy	89
5.57	Diagrama de reversão entre a altura h e o diâmetro D , para nanoelementos elípticos acoplados no eixo x com espaçamento $E = 6$ nm.	90
5.58	Diagrama de reversão entre a altura h e o diâmetro D , para nanoelementos elípticos acoplados no eixo y com espaçamento $E = 6$ nm.	90
5.59	Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetro $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm.	91
5.60	Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo x , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, com campo externo aplicado no sentido positivo da direção x . A escala de cores representa a direção dos momentos magnéticos em relação ao eixo z	92

5.61	Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo y , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, com campo externo aplicado no sentido positivo da direção x . A escala de cores representa a direção dos momentos magnéticos em relação ao eixo z	93
5.62	Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetro $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm.	94
5.63	Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo y , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, com campo externo aplicado no sentido positivo da direção x . A escala de cores representa a direção dos momentos magnéticos em relação ao eixo z	95
5.64	Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo y , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, com campo externo aplicado no sentido positivo da direção x . A escala de cores representa a direção dos momentos magnéticos em relação ao eixo z	96
5.65	Diagrama de reversão entre a altura h e o diâmetro D , para nanoelementos elípticos acoplados no eixo x com espaçamento $E = 18$ nm.	97
5.66	Diagrama de reversão entre a altura h e o diâmetro D , para nanoelementos elípticos acoplados no eixo y com espaçamento $E = 18$ nm.	97

Capítulo 1

Introdução

O interesse por buscar, cada vez mais, dispositivos com tamanho reduzido, baixo consumo de energia e com desempenho superior aos já existentes, leva ao surgimento da spintrônica (eletrônica de spin), que é uma área de estudo do nanomagnetismo, onde este trata de estruturas com dimensões nanométricas ($10^{-9}m$). Uma das primeiras descobertas do nanomagnetismo foi o efeito da magnetoresistência gigante (MRG). A MRG manifesta-se a partir de um decréscimo da resistência elétrica devido a aplicação de um campo magnético externo. Ela foi observada em estruturas de filmes finos compostos por multicamadas de metal ferromagnético e não-magnético [1].

Com o grande potencial do nanomagnetismo, sistemas cada vez mais complexos foram estudados e sugerindo estruturas dos novos materiais como filmes finos, multicamadas, além de geometrias distintas como discos, elipsoides [2]. Outros dispositivos com grande potencial de pesquisa, tais como: memória de acesso aleatório magnética (MRAM), dispositivos que tenham uma não volatilidade e um aumento na velocidade de processamento de dados, se mostram promissores [3, 4, 5, 6, 7, 8] as cabeças de leitura de discos rígidos, que também é uma aplicação da spintrônica, já estão bem estabelecidas comercialmente [9]. Grande parte do esforço da pesquisa é dedicado a explorar o impacto do efeito de tamanho finito de nanoelementos na configuração dos estados magnéticos [10].

No estudo de propriedades na escala nanométrica, o efeito do diâmetro e da espessura são muito importantes [11], pois quanto mais o tamanho se aproxima do tamanho crítico, mais o modo de domínio único se torna predominante. As nanopartículas quando tem tamanho

menor que o tamanho crítico acabam por desistir do alinhamento ferromagnético e tornam-se superparamagnético. Normalmente, as nanoestruturas são divididas em três grupos: filmes finos (2D), nanofios (1D) e nanopartículas (0E) onde a magnetização destes grupos é bastante influenciada por confinamento. [12]

Nosso trabalho tem como objetivo estudar o acoplamento ferromagnético e anti-ferromagnético de nanoelementos que constituem as portas lógicas magnéticas. Portas lógicas são dispositivos, ou circuitos, que trabalham com um ou mais sinais de entrada produzindo uma, e somente uma, saída, a qual é dependente da função implementada no dispositivo. Dois pontos importantes devem ser levados em consideração: a distinção entre estados e o controle condicional de estados. No caso de materiais magnéticos, a distinção é associada pela direção da magnetização resultante [13]. Um dispositivo bastante utilizado para construção de portas lógicas são os transistores. O transistor tem a função de chavear sinais elétricos do tipo liga-desliga, o que constitui um sistema binário. Mas, para um grupo de pesquisadores, os transistores devem ser trocados por portas lógicas universais, as quais utilizam nanoestruturas magnéticas chamadas de Portas Lógicas Magnéticas [14].

A porta lógica magnética utiliza nanopontos ferromagnéticos para realizar as operações lógicas binárias na computação utilizando o spin do elétron. A forte competição entre a energia de troca e a energia magnetostática favorecem a não formação de domínio magnético para o caso de nanopartículas, fazendo com que os nanopontos se comportem como spins gigantes [15]. Para a escala nanométrica, tais nanopontos apresentam uma forte anisotropia de forma, onde a magnetização adquire algumas direções preferenciais. Com isso, o tamanho, a espessura e a forma são critérios essenciais para a escolha da direção da magnetização resultante [16]. Normalmente, os dispositivos da spintrônica utilizam da hibridação de materiais ferromagnéticos com semicondutores. Em outros casos, a operação lógica é obtida através do movimento da parede de domínio dos materiais ferromagnéticos. Já se sabe que uma configuração de MLG com quatro pontos executa as operações NAND e NOR dependendo apenas do estado lógico da entrada e que tem como grandes vantagens a velocidade e a miniaturização [17].

No capítulo 2 realizamos um breve estudo sobre magnetismo, histerese magnética e as energias que foram consideradas para a simulação micromagnética, além do conceito

de célula de simulação, comprimento de troca e o método computacional utilizado. No capítulo 3 e no capítulo 4, descrevemos o nosso objeto de estudo que são os nanoelementos magnéticos circulares e elípticos e apresentamos as fases magnéticas e o efeito de acoplamento magnetostático entre os nanoelementos. No capítulo 5 apresentaremos e discutiremos os resultados obtidos através das simulações, analisando alguns gráficos e diagramas de fases. Finalizando com o capítulo 6, apresentando as nossas conclusões e perspectivas futuras.

Capítulo 2

Simulação Micromagnética

Neste capítulo será apresentado um breve histórico do magnetismo, sua aplicação no nanomagnetismo e as energias e campos magnéticos que serão utilizados na simulação computacional que é base deste trabalho.

2.1 Nanomagnetismo

2.1.1 Magnetismo

Atualmente, o magnetismo é bem definido com relação às suas bases teóricas e em constante avanço no campo experimental. Alguns historiadores afirmam que o nome magnetismo surgiu devido a um pastor de ovelhas chamado Magnes, que habitava uma província grega que passou a ser chamada de Magnésia. Ele observou que a ponta do seu cajado era atraído por rochas que receberam o nome de magnetita, Fe_3O_4 . Sabe-se que a magnetita já havia sido citada pelos gregos Tales (624-546), Anaxagoras (c.500-c.428), Sócrates (c.470-c.399) e Platão (c.427-c.347). Por outro lado, atribui-se aos chineses tanto a descoberta quanto a aplicação da magnetita como no caso da bússola, usada para orientação marítima, datando entre 2637 e 1100 a.C. Relata-se que o primeiro uso da bússola pelos chineses é datada de 215 a.C. [18, 19].

Na segunda década do século XIX, Hans Christian Ørsted (1777-1851) e André-Marie Ampère (1775-1836) verificaram que uma corrente elétrica gerava um campo magnético. Em 1840, Michael Faraday (1791-1867) e Joseph Henry (1797-1878) descobriram o efeito da indução eletromagnética. Em 1891, já se tinha conhecimento de materiais magnéticos, como o ferro e suas ligas. No final do século XIX, poucos materiais magnéticos eram conhecidos.

Tais materiais eram o ferro, cobalto, níquel e suas ligas. Mas na terceira década do século XX, já eram utilizadas ligas de alumínio, ferro e cobalto, que ficaram conhecidas como Alnico, que foram descobertas pelos japoneses e aplicadas em ímãs permanentes [20].

Com a necessidade de novas tecnologias, o magnetismo ganha uma importância cada vez maior no desenvolvimento de motores elétricos modernos, em memórias magnéticas e cabeças de leitura de discos rígidos [21]. Um grande avanço no estudo do nanomagnetismo foi a partir da descoberta da magnetoresistência gigante, em 1998. Desde então, muitas aplicações têm sido propostas, tais como nanosensores biomagnéticos, eletrônica baseada no spin do elétron e ímãs de alto desempenho [22].

2.1.2 Histerese Magnética

Weiss, em 1907, sugeriu que os materiais ferromagnéticos poderiam exibir uma magnetização espontânea, mesmo em campos baixos. Abaixo de uma temperatura crítica, chamada de temperatura de Curie, cujo símbolo é T_c , os momentos magnéticos interagem a longo alcance e o material adquire uma magnetização espontânea M_s . Numa situação que a temperatura seja menor que T_c , os momentos magnéticos mais próximos tem um alinhamento quase perfeito. Desta forma, Weiss postulou que um material ferromagnético é subdividido em regiões chamadas de domínios magnéticos e em cada domínio, o grau de alinhamento do momento magnético é ditado pelo campo molecular. Porém, a orientação da magnetização espontânea pode variar de domínio para domínio. Alguns materiais apresentam propriedades magnéticas em que a magnetização é aproximadamente linear em função da aplicação de um campo magnético externo, como os paramagnéticos e os diamagnéticos. Tais propriedades não apresenta memória, ou seja, ao retirar o campo magnético externo a magnetização se torna nula. Alguns parâmetros caracterizam os ciclos que histerese. Duas quantidades tem uma maior importância que são a magnetização remanente ou remanência, M_r , e o campo coercivo, H_c . A **remanência** representa a magnetização obtida depois de aplicar um campo intenso e removê-lo. A ordem de intensidade de M_r é a magnetização espontânea M_s , mas várias características geométricas ou estruturais podem contribuir para diminuir M_r , cujo valor é bem abaixo de M_s . O **campo coercivo** é o campo necessário para o valor da magnetização remanente para zero. Tal campo mede a ordem de intensidade dos campos que devem

ser aplicados a um material para reverter sua magnetização. Os materiais ferromagnéticos podem ser divididos, com base nos parâmetros citados, em macios e duros. O termo macio é usado para se referir a materiais que são fáceis de magnetizar, destinados a aplicações onde um baixo campo coercivo é um requisito principal. Um parâmetro adicional importante na caracterização de materiais macios é a perda de energia, proporcional à área do ciclo de histerese. Já os materiais magnéticos duros são dedicados a aplicações onde, contrariamente aos materiais macios, se quer que o material seja uma fonte estável e permanente de campo magnético indiferente às ações externas [23].

Na Figura 2.1, podemos observar o ciclo de histerese clássica para uma amostra virgem, onde não tem como identificar se é macio ou duro. Alguns pontos devem ser destacados. São eles: o ponto *A*, que representa a magnetização de saturação, o ponto *C* a remanência e o ponto *D* o campo coercivo.

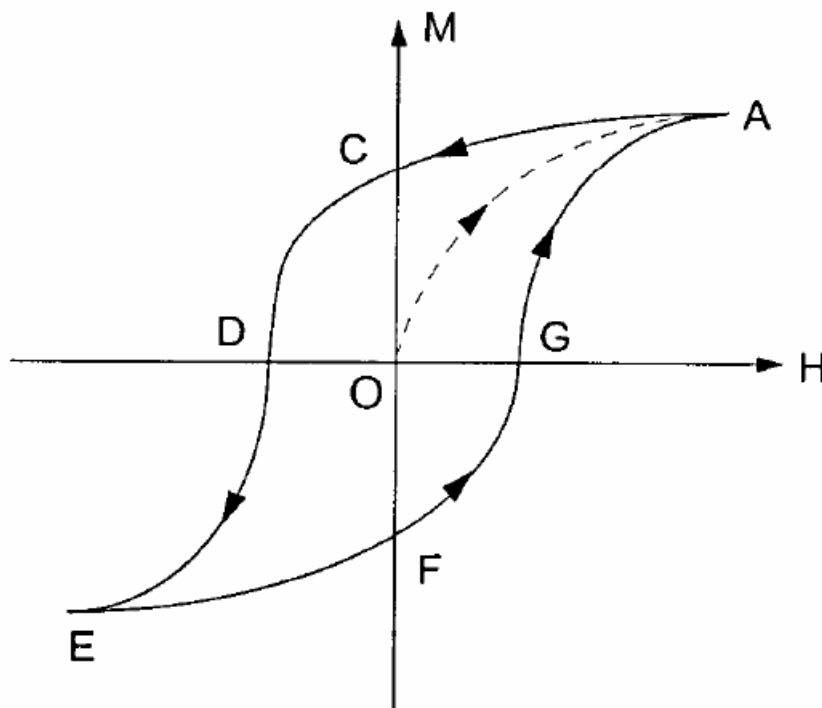


Figura 2.1: Curva de Histerese Magnética de uma amostra virgem [24].

O ciclo de histerese tem uma grande variedade de formas, tendo como consequência direta a variedade de possíveis estruturas de domínio magnético. Os domínios magnéticos

resultam do equilíbrio de vários termos energéticos concorrentes, onde têm-se a energia de troca, que favorece configurações uniformes de magnetização; energia de anisotropia magnetocristalina, que favorece a orientação do vetor de magnetização ao longo de certas direções preferenciais e a energia magnetostática, que, pelo contrário, favorece configurações de magnetização dando um momento magnético médio nulo.

2.2 Interações Magnéticas e o Torque Magnético

As interações magnéticas, mais precisamente as energias magnéticas, definem como a estrutura está configurada. Trabalharemos com as seguintes energias magnéticas: Energia de troca, Energia Zeeman, Energia de Anisotropia Uniaxial e Energia Dipolar.

2.2.1 Energia de Troca

A energia de troca entre um átomo e seus primeiros vizinhos é dada por [25, 26]:

$$E_{exch} = - \sum_{i,j} J_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.1)$$

Onde i e j representam o i -ésimo e j -ésimo átomo, respectivamente, e $J_{i,j}$ é a integral de troca. Considerando o material como isotrópico, isto é, igual a J_e , temos que:

$$E_{exch} = -J_e \sum_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.2)$$

Segundo o modelo de Heisenberg, a energia de troca é dada pela soma da interação entre cada spin e seus vizinhos mais próximos, dada pela equação 2.3:

$$E_{exch} = -J_e \sum_j \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.3)$$

Se a integral de troca for positiva ($J_e > 0$), o alinhamento de menor energia será paralelo ou ferromagnético. Caso contrário, se a integral de troca for negativa ($J_e < 0$), o alinhamento preferencial será antiparalelo ou antiferromagnético [27].

Na teoria de domínios, o operador de spin é considerado um vetor clássico. Desta forma, podemos usar a regra do produto escalar e escrever:

$$\vec{S} = \frac{|S|}{S} = \frac{S_x}{S}\hat{i} + \frac{S_y}{S}\hat{j} + \frac{S_z}{S}\hat{k} \quad (2.4)$$

Escrevendo a equação acima em função de $|S|$, obtemos:

$$|S| = S\cos\alpha\hat{i} + S\cos\beta\hat{j} + S\cos\gamma\hat{k}$$

$$|S| = S(\cos\alpha\hat{i} + \cos\beta\hat{j} + \cos\gamma\hat{k})$$

$$|S| = S\cos\phi \quad (2.5)$$

onde consideramos que:

$$\frac{S_x}{S} = \cos\alpha, \quad \frac{S_y}{S} = \cos\beta \text{ e } \frac{S_z}{S} = \cos\gamma$$

Substituindo a equação 2.5 em 2.3, obtemos:

$$E_{exch} = -J_e \sum_{j,i} S\cos\phi_i \cdot S\cos\phi_j \quad (2.6)$$

$$E_{exch} = -J_e S^2 \sum_{j,i} \cos\phi_i \cdot \cos\phi_j \quad (2.7)$$

Com isso, reescremos a equação 2.3 como:

$$E_{exch} = -J_e S^2 \sum_{j,i} \cos\phi_{ij} \quad (2.8)$$

onde

$$\cos\phi_{ij} = (\cos\alpha_i\hat{i} + \cos\beta_i\hat{j} + \cos\gamma_i\hat{k})(\cos\alpha_j\hat{i} + \cos\beta_j\hat{j} + \cos\gamma_j\hat{k}) \quad (2.9)$$

$$\cos\phi_{ij} = (\cos\alpha_i\cos\alpha_j + \cos\beta_i\cos\beta_j + \cos\gamma_i\cos\gamma_j) \quad (2.10)$$

Para uma melhor simplificação, fazemos as seguintes mudanças de variáveis:

$$\cos\alpha = \alpha_1; \cos\beta = \alpha_2 \text{ e } \cos\gamma = \alpha_3$$

onde os coeficientes α_1 , α_2 e α_3 são os cossenos diretores de um vetor unitário para os eixos x , y e z . A definição de um ângulo diretor é o ângulo formado por um dado vetor \vec{V} e suas respectivas direções ortogonais da base, \hat{i} , \hat{j} , \hat{k} e o cosseno diretor é definido como sendo o cosseno de cada ângulo desses com a base ortogonal.

Substituindo esses coeficientes na equação 2.10, temos que:

$$\cos\phi_{ij} = \hat{u}_i \cdot \hat{u}_j = \alpha_{1i}\alpha_{1j} + \alpha_{2i}\alpha_{2j} + \alpha_{3i}\alpha_{3j} \quad (2.11)$$

Os ângulos que originaram os cossenos diretores podem ser observados na Figura 2.2.

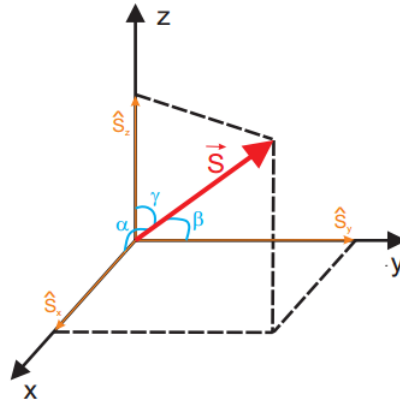


Figura 2.2: Representação esquemática do vetor \vec{S} , as projeções \hat{S}_x, \hat{S}_y e \hat{S}_z e os ângulos α , β e γ que originam os cossenos diretores [2].

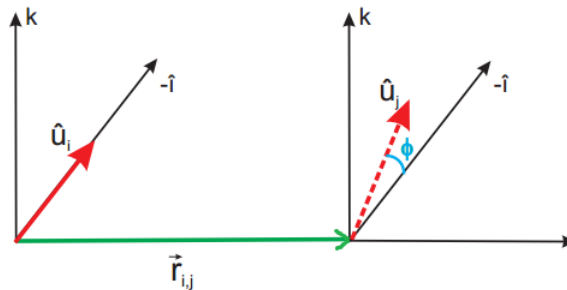


Figura 2.3: Representação esquemática do vetor momento magnético unitário \hat{u}_i e seu vizinho \hat{u}_j , separados por um vetor posição $\vec{r}_{i,j}$ [2].

Como observado na Figura 2.3, o ângulo entre os vetores direcionais \hat{u}_i e \hat{u}_j é muito pequeno. Desta forma, os cossenos diretores \hat{u}_i podem ser expandidos nos cossenos diretores \hat{u}_j através de uma série de Taylor.

A série de Taylor para uma função de uma variável em torno do ponto de interesse é dada por:

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left. \frac{d^n f(x)}{dx^n} \right|_{x_0} (x_0 - x)^n \quad (2.12)$$

Onde n representa a ordem da função. Fazendo a expansão, obtemos o α_{1j} em termos de potências de α_{1i} . Com isso, obtemos:

$$\alpha_{1j} = \alpha_{1i} + \vec{r}_{i,j} \cdot \nabla \alpha_{1i} + \frac{1}{2} (\vec{r}_{i,j} \cdot \nabla)^2 \alpha_{1i} + \dots \quad (2.13)$$

Portanto, o primeiro termo da equação 2.11 é dada por:

$$\alpha_{1i} \alpha_{1j} = \alpha_{1i} (\alpha_{1i} + \vec{r}_{i,j} \cdot \nabla \alpha_{1i} + \frac{1}{2} (\vec{r}_{i,j} \cdot \nabla)^2 \alpha_{1i} + \dots)$$

A soma sobre todos os vizinhos j , para um cristal cúbico, devido a simetria, temos que:

$$\sum_j \vec{r}_{i,j} \cdot \nabla \alpha_{1i} = 0$$

Onde para os termos cruzados, temos:

$$\sum_j \frac{1}{2} (\vec{r}_{i,j} \cdot \nabla \alpha_{1i})^2 = 0$$

$$\sum x_{i,j} y_{i,j} \left(\frac{\partial^2 \alpha_{i,j}}{\partial x_{i,j} \partial y_{i,j}} \right) = 0$$

Com isso, obtemos:

$$\begin{aligned} \sum_j \cos \phi_{ij} = z + \frac{1}{2} \alpha_{1i} \frac{\partial^2 \alpha_{1i}}{\partial x_{ij}^2} \sum_j x_{i,j}^2 + \frac{1}{2} \alpha_{1i} \frac{\partial^2 \alpha_{1i}}{\partial y_{ij}^2} \sum_j y_{i,j}^2 + \\ + \frac{1}{2} \alpha_{1i} \frac{\partial^2 \alpha_{1i}}{\partial z_{ij}^2} \sum_j z_{i,j}^2 + \frac{1}{2} \alpha_{2i} \frac{\partial^2 \alpha_{2i}}{\partial x_{ij}^2} \sum_j x_{i,j}^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.14)$$

Onde definimos que $z = \alpha_{1i}^2 + \alpha_{2i}^2 + \alpha_{3i}^2$ e $\sum_j x_{i,j}^2 = \sum_j y_{i,j}^2 = \sum_j z_{i,j}^2 = \frac{1}{3} \sum_j r_{i,j}^2$.

Assim,

$$\sum_j \cos\phi_{ij} = z + \frac{1}{6} \sum_j r_{i,j}^2 \hat{u} \cdot \nabla^2 \hat{u} \quad (2.15)$$

Levando em conta a parte variável da equação 2.15, podemos escrever a equação

$$E_{exch} = -\frac{J_e S^2}{6} \sum_j r_{i,j}^2 \hat{u} \cdot \nabla^2 \hat{u} \quad (2.16)$$

Sabendo que:

$$\nabla^2 (\hat{u} \cdot \hat{u}) = 2 |\nabla \hat{u}|^2 + 2(\hat{u} \cdot \nabla^2 \hat{u})$$

E que:

$$|\nabla \hat{u}|^2 = (\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2$$

Podemos escrever que:

$$\nabla^2 (\hat{u} \cdot \hat{u}) = 2 [(\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2] + 2(\hat{u} \cdot \nabla^2 \hat{u}) = 0$$

Assim, a equação 2.16 resulta em:

$$E_{exch} = \frac{1}{6} J_e S^2 \sum_j r_{i,j}^2 [(\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2] \quad (2.17)$$

Para uma estrutura cúbica, sabemos que $\sum_j r_{i,j}^2 = 6a^2$, onde a é o parâmetro de rede do material. Assim, a expressão para a energia de troca de um célula unitária cujo parâmetro de rede é a , é dada por:

$$E_{exch} = J_e S^2 a^2 [(\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2] \quad (2.18)$$

Micromagnetismo da Energia de Troca

Vamos considerar uma pequena partícula cúbica de lado δ , onde estão contidas N partículas menores, cujo lado é a_0 . Para partículas do tipo ccc (cúbica de corpo centrado) ou cfc (cúbica de face centrada), temos 2 ou 4 átomos por célula, respectivamente.

$$N = n \left(\frac{\delta}{a_0} \right)^3$$

Com base nessa informação, a energia de troca é dada por:

$$E_{exch} = NJ_e S^2 a^2 \sum_{m,n,k} \left[\left(\frac{d\alpha_1(m,n,k)}{dx} \right)^2 + \left(\frac{d\alpha_2(m,n,k)}{dx} \right)^2 + \left(\frac{d\alpha_3(m,n,k)}{dx} \right)^2 + \right. \\ \left. \left(\frac{d\alpha_1(m,n,k)}{dy} \right)^2 + \left(\frac{d\alpha_2(m,n,k)}{dy} \right)^2 + \left(\frac{d\alpha_3(m,n,k)}{dy} \right)^2 + \right. \\ \left. \left(\frac{d\alpha_1(m,n,k)}{dz} \right)^2 + \left(\frac{d\alpha_2(m,n,k)}{dz} \right)^2 + \left(\frac{d\alpha_3(m,n,k)}{dz} \right)^2 \right]$$

Analisando somente o termo $NJ_e S^2 a^2$ para uma célula do tipo ccc ($n = 2$), temos que:

$$NJ_e S^2 a^2 = 2 \frac{\delta^3}{a^3} J_e S^2 a^2 = \delta^3 \left(\frac{2J_e S^2}{a} \right) = \delta^3 A$$

Onde A é um parâmetro conhecido por rigidez de troca.

Utilizando a definição de derivada, substituindo o valor de N , de A e escrevendo a densidade volumétrica da energia de troca, obtemos:

$$\frac{E_{exch}}{\delta^3} = \frac{A}{2\delta^2} \sum_{mnk} \{ [\alpha_1^2(m+1, n, k) + \alpha_1^2(m, n, k) - 2\alpha_1(m+1, n, k)\alpha_1(m, n, k)] \\ + [\alpha_2^2(m+1, n, k) + \alpha_2^2(m, n, k) - 2\alpha_2(m+1, n, k)\alpha_2(m, n, k)] \\ + [\alpha_3^2(m+1, n, k) + \alpha_3^2(m, n, k) - 2\alpha_3(m+1, n, k)\alpha_3(m, n, k)] \\ + [\alpha_1^2(m, n+1, k) + \alpha_1^2(m, n, k) - 2\alpha_1(m, n+1, k)\alpha_1(m, n, k)] \\ + [\alpha_2^2(m, n+1, k) + \alpha_2^2(m, n, k) - 2\alpha_2(m, n+1, k)\alpha_2(m, n, k)] \\ + [\alpha_3^2(m, n+1, k) + \alpha_3^2(m, n, k) - 2\alpha_3(m, n+1, k)\alpha_3(m, n, k)] \\ + [\alpha_1^2(m, n, k+1) + \alpha_1^2(m, n, k) - 2\alpha_1(m, n, k+1)\alpha_1(m, n, k)] \\ + [\alpha_2^2(m, n, k+1) + \alpha_2^2(m, n, k) - 2\alpha_2(m, n, k+1)\alpha_2(m, n, k)] \\ + [\alpha_3^2(m, n, k+1) + \alpha_3^2(m, n, k) - 2\alpha_3(m, n, k+1)\alpha_3(m, n, k)] \}$$

Para os termos positivos, a somatória resulta 6. Assim,

$$\frac{E_{exch}}{\delta^3} = \frac{A}{2\delta^2} \sum_{mnk} \{6$$

$$\begin{aligned}
& -2 [\alpha_1 (m+1, n, k) \alpha_1 (m, n, k) + \alpha_2 (m+1, n, k) \alpha_2 (m, n, k) + \alpha_3 (m+1, n, k) \alpha_3 (m, n, k)] \\
& -2 [\alpha_1 (m, n+1, k) \alpha_1 (m, n, k) + \alpha_2 (m, n+1, k) \alpha_2 (m, n, k) + \alpha_3 (m, n+1, k) \alpha_3 (m, n, k)] \\
& -2 [\alpha_1 (m, n, k+1) \alpha_1 (m, n, k) + \alpha_2 (m, n, k+1) \alpha_2 (m, n, k) + \alpha_3 (m, n, k+1) \alpha_3 (m, n, k)] \}
\end{aligned}$$

Ao considerar que a produto escalar dos versores é igual a soma dos cossenos diretores, temos que:

$$\begin{aligned}
\frac{E_{exch}}{\delta^3} &= \frac{A}{\delta^2} \sum_{mnk} [3 - \hat{\mu}(m+1, n, k) \cdot \hat{\mu}(m, n, k) - \\
& - \hat{\mu}(m, n+1, k) \cdot \hat{\mu}(m, n, k) - \\
& - \hat{\mu}(m, n, k+1) \cdot \hat{\mu}(m, n, k)]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{E_{exch}}{\delta^3} &= \frac{A}{\delta^2} \sum_{mnk} [1 - \hat{\mu}(m+1, n, k) \cdot \hat{\mu}(m, n, k) - \\
& - 1 - \hat{\mu}(m, n+1, k) \cdot \hat{\mu}(m, n, k) - \\
& - 1 - \hat{\mu}(m, n, k+1) \cdot \hat{\mu}(m, n, k)]
\end{aligned}$$

Portanto, a densidade volumétrica da energia de troca entre duas células cúbicas de lado δ é dada por:

$$\frac{E_{exch}}{\delta^3} = \frac{A}{\delta^2} \sum_{i,j} [1 - \hat{\mu}_i \cdot \hat{\mu}_j] \quad (2.19)$$

Os versores $\hat{\mu}_i$ e $\hat{\mu}_j$ representam as direções dos momentos magnéticos das células i e j .

Todo esse tratamento matemático bem mais detalhado dessa seção pode ser obtido nas referências [2, 21, 25, 37, 38]

2.2.2 Energia Zeeman

A energia Zeeman trata da interação entre os momentos magnéticos de um material, representado pela sua magnetização \vec{M} com um campo magnético externo. Tal energia tem seu valor mínimo quando todos os momentos estão alinhados na mesma direção e mesmo sentido do campo [25]. Tal energia é dada pela equação 2.20:

$$E_{Zeeman} = -\vec{H} \cdot M_S V \sum_i \vec{S}_i \quad (2.20)$$

onde M_S é a magnetização de saturação e H o campo magnético externo.

2.2.3 Energia de Anisotropia Uniaxial

Para alguns sólidos, há uma preferência para os momentos magnéticos se alinharem na direção de um eixo cristalino, assim chamados eixos de fácil magnetização. Para outras direções, os momentos magnéticos precisam de uma quantidade maior de energia para se alinhar. A essas direções, nomeiam-se eixos de difícil magnetização. Para o caso do Ferro, que tem sua estrutura cristalina tipo cúbica, seus eixos de fácil magnetização são as arestas do cubo.

Essa energia é dada pela equação 2.21:

$$E_{anis} = -KV \sum_i (\vec{S}_i)^2 \quad (2.21)$$

onde K depende do material e representa a constante de anisotropia [29].

2.2.4 Energia Dipolar

A energia dipolar ou magnetostática por átomo é dada pela equação 2.22:

$$E_{dip} = \frac{M_S^2 V^2}{2} \sum_{i,k} \left(\frac{\vec{S}_i \cdot \vec{S}_k}{r_{ik}^3} - \frac{3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ik})(\vec{S}_k \cdot \vec{r}_{ik})}{r_{ik}^5} \right) \quad (2.22)$$

onde M_S é a magnetização de saturação, V o volume e \vec{r}_{ik} é a distância entre os momentos magnéticos i e k . Salientando que para evitar uma contagem dupla das energias, é acrescentado um termo 2 na fração [2].

2.2.5 Torque Magnético

A configuração magnética de equilíbrio se dá quando os momentos magnéticos estão alinhados com o campo magnético médio local. Em outras palavras, quando o torque magnético é o menor possível, ou seja, podendo ser controlado no caso de simulação computacional por uma tolerância que seja o mais próxima de zero. A equação que expressa o

torque magnético em função da magnetização do sistema e o campo magnético local é dado pela equação de Landau-Lifshitz-Gilbert [29], expressa em 2.23:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{local} \quad (2.23)$$

A vantagem de se usar essa condição, é a possibilidade de se obter estados metaestáveis de equilíbrio. Ou seja, com $\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = 0$, a magnetização torna-se constante em relação ao tempo.

2.3 Célula de simulação e o método autoconsistente

Vamos considerar um material cristalino do tipo ccc(célula de corpo centrado) de volume d^3 que contém N átomos, dado pela equação 2.24:

$$N = n \left(\frac{d}{a_0} \right)^3 \quad (2.24)$$

onde a_0 é o parâmetro de rede do material, n é o número de átomos por célula unitária e a fração nos indica o número de células cristalinas unitárias, indicadas na Figura 2.4(b). A Figura 2.4(a) apresenta uma célula de simulação cujo tamanho lateral é d sendo contida por várias células cristalinas, onde o momento magnético da célula de simulação representará a média de todos os átomos contidos dentro da célula. Se tomarmos como exemplo de material o Ferro, cujos parâmetros são $d = 11$ nm, $a_0 = 0,287$ nm e com $n = 2$, encontramos o valor de N igual a 56.303 átomos em sua estrutura, nos levando a uma quantidade de interações que nem o mais potente dos computadores conseguiria calcular em tempo hábil. Com isso, introduzimos o conceito da célula de simulação para que seja possível o estudo, na ordem de centenas de nanômetros, das configurações magnéticas.[25]

Para o nosso material magnético de estudo, separamos uma parte do volume. A essa região do material magnético em que os momentos tem uma variação angular tão pequena entre que consideramos que eles estão apontando na mesma direção. Com isso, a célula de simulação considera como sendo apenas um momento. O comprimento da célula de simulação deve ser menor que o comprimento de troca(l_{EXCH}) do material magnético. O l_{EXCH} limita o tamanho máximo da célula de simulação, uma vez que o mesmo define um comprimento no qual os momentos magnéticos não mudam consideravelmente [23].

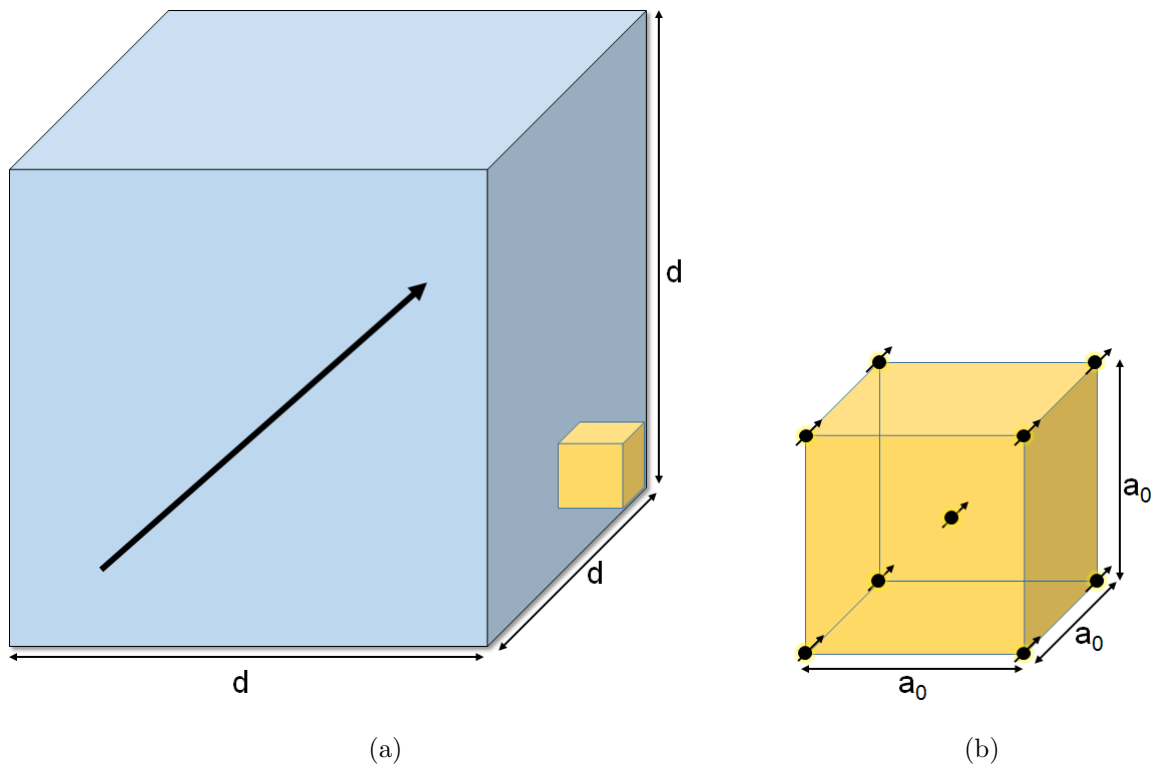


Figura 2.4: Representação gráfica da (a) célula de simulação cúbica com aresta d e da (b) célula cristalina com parâmetro de rede a_0 .

Nossa célula será cúbica, com dimensão d e uma quantidade N de átomos, dada pela equação 2.24. Todas as células devem ter um comprimento d menor que o comprimento de troca, onde temos a segurança que a energia de troca está realizando bem a sua função. O comprimento de troca é definido segundo a equação 2.25:

$$l_{EXCH} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_S^2}} \quad (2.25)$$

onde a constante A é rigidez de troca, expressa por:

$$A = \frac{2JS^2}{a_0} \quad (2.26)$$

Os parâmetros magnéticos para o material utilizado em nosso trabalho são mostrados na tabela abaixo:

Parâmetro	Ferro
$M_S(A/m)$	$1,7 \times 10^6$
$A(J/m)$	$2,5 \times 10^{-11}$
$H_{EXC}(T) = A/M_S d^2$	$14,7/d_{nm}^2$
$K(J/m^3)$	$4,7 \times 10^4$
$H_{ANIS}(T) = 2K/M_S(10^4 G)$	0,055
$l_{EXC} = \pi \sqrt{2A/\mu_0 M_S^2}$	11,65nm

Tabela 2.1: Paramêtros magnéticos do ferro [30, 31].

2.3.1 Campo Médio Local

O campo médio local de cada célula de simulação pode ser obtido para cada interação citada, a partir de suas energias. Para isso, devemos calcular a divergência de cada energia em relação ao seu momento magnético local [25]. A expressão matemática que nos fornece o campo médio local é dado pela equação 2.27:

$$\vec{H}_{local} = -\frac{1}{M_S} \frac{\partial}{\partial \hat{m}_i} E_T \quad (2.27)$$

onde E_T representa a energia total do sistema, dada por:

$$E_T = E_{exch} + E_{Zeeman} + E_{anis} + E_{dip} \quad (2.28)$$

Para encontrar o campo médio local, vamos encontrar cada campo isolado e depois somá-los.

2.3.2 Energia por Célula

O estudo da energia por célula requer que as energias envolvidas no trabalho sejam escritas por unidade de volume. Desta forma, um tratamento mais detalhado nas equações para as energias pode ser encontrado em [21], onde irá diminuir a quantidade de cálculos durante a simulação.

Campo de Troca

Para uma célula cúbica de comprimento lateral d e N partículas, temos que a densidade de energia de troca é dada por:

$$\frac{E_{exch}}{d^3} = \frac{A}{d^2} \sum_{i,j} [1 - \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j] \quad (2.29)$$

onde \hat{m}_i é o momento magnético da célula escolhida e \hat{m}_j é o momento magnético das células vizinhas. Assim, utilizando a equação 2.27, podemos calcular o campo médio local de troca da célula j na célula i .

$$\vec{H}_{exch} = -\frac{A}{d^2} \frac{\partial}{\partial \hat{m}_i} \left[\sum_{i,j} (1 - \hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) \right] \quad (2.30)$$

Obtendo:

$$\vec{H}_{exch} = \frac{A}{M_S d^2} \sum_j \hat{m}_j \quad (2.31)$$

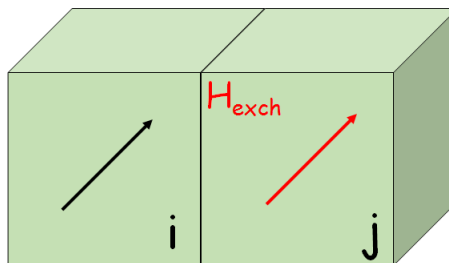


Figura 2.5: Figura esquemática do campo magnético de troca, H_{exch} , entre duas células de simulação vizinhas i e j .

Campo Zeeman

A energia Zeeman por unidade de volume, dada pela equação 2.32:

$$\frac{E_{Zeeman}}{d^3} = -\vec{H} \cdot M_S \sum_i \hat{m}_i \quad (2.32)$$

Calculando o campo médio local Zeeman, temos que:

$$\vec{H}_{Zeeman} = -\frac{1}{M_S} \frac{\partial}{\partial \hat{m}_i} \left[-\vec{H} \cdot M_S \sum_i \hat{m}_i \right] \quad (2.33)$$

Nos resultando que o campo Zeeman é o próprio campo externo, o qual não sofre nenhuma alteração, sendo igual para todas as células de simulação.

$$\vec{H}_{Zeeman} = \vec{H} \quad (2.34)$$

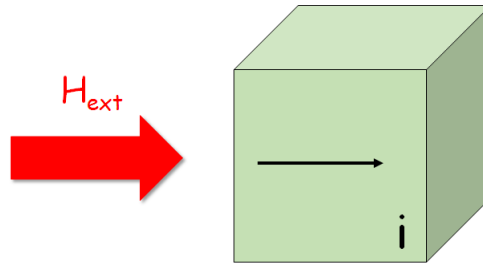


Figura 2.6: Figura esquemática do campo Zeeman entre uma célula de simulação i e o campo externo H_{ext} .

Campo de Anisotropia

O campo de anisotropia mostra um valor máximo para a magnetização quando aponta na direção do eixo fácil, ou seja, quando sua energia é minimizada. Adotando o eixo x como o eixo de fácil magnetização, temos que a densidade de energia de anisotropia é dada pela equação 2.35.

$$\frac{E_{ani}}{d^3} = -K \sum_i (m_i^x)^2 \quad (2.35)$$

E o campo médio local de anisotropia é calculado segundo a equação 2.36.

$$\vec{H}_{ani} = -\frac{1}{M_S} \frac{\partial}{\partial \hat{m}_i} \left[-K \sum_i (\hat{m}_i^x)^2 \right] \quad (2.36)$$

Onde obtemos:

$$\vec{H}_{ani} = \frac{2K}{M_S} \hat{m}_i^x \quad (2.37)$$

que é o campo de anisotropia.

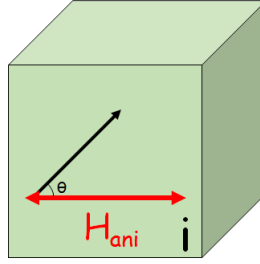


Figura 2.7: Figura esquemática do campo de anisotropia, H_{ani} , de uma célula de simulação i .

Campo Dipolar

O campo dipolar tem como característica ser de longo alcance. Assim, cada célula i interage com a célula k , conforme representado na Figura 2.8. A energia dipolar por unidade de volume é dada pela equação 2.38.

$$\frac{E_{dip}}{d^3} = \frac{M_S^2}{2} \sum_{i,k} \left(\frac{\vec{m}_i \cdot \vec{m}_k}{n_{ik}^3} - \frac{3(\vec{m}_i \cdot \vec{n}_{ik})(\vec{m}_k \cdot \vec{n}_{ik})}{n_{ik}^5} \right) \quad (2.38)$$

Abaixo, são mostradas as 3 componentes para o campo dipolar, expressas nas equações 2.39, 2.40 e 2.41, aplicadas na equação 2.27.

$$\begin{aligned} \vec{H}_{dip}^x &= -\frac{M_S}{2} \frac{\partial}{\partial \hat{m}_i^x} \left[\sum_k \left(\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_k}{n_{ik}^3} - \frac{3(\hat{m}_i \cdot \vec{n}_{ik})(\hat{m}_k \cdot \vec{n}_{ik})}{n_{ik}^5} \right) \right] \\ \vec{H}_{dip}^x &= \frac{M_S}{2} \sum_k \left[\frac{3n_{ik}^x (m_k^x n_{ik}^x + m_k^y n_{ik}^y + m_k^z n_{ik}^z)}{n_{ik}^5} - \frac{m_k^x}{n_{ik}^3} \right] \end{aligned} \quad (2.39)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}_{dip}^y &= -\frac{M_S}{2} \frac{\partial}{\partial \hat{m}_i^y} \left[\sum_k \left(\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_k}{n_{ik}^3} - \frac{3(\hat{m}_i \cdot \vec{n}_{ik})(\hat{m}_k \cdot \vec{n}_{ik})}{n_{ik}^5} \right) \right] \\ \vec{H}_{dip}^y &= \frac{M_S}{2} \sum_k \left[\frac{3n_{ik}^y (m_k^x n_{ik}^x + m_k^y n_{ik}^y + m_k^z n_{ik}^z)}{n_{ik}^5} - \frac{m_k^y}{n_{ik}^3} \right] \end{aligned} \quad (2.40)$$

$$\vec{H}_{dip}^z = -\frac{M_S}{2} \frac{\partial}{\partial \hat{m}_i^z} \left[\sum_k \left(\frac{\hat{m}_i \cdot \hat{m}_k}{n_{ik}^3} - \frac{3(\hat{m}_i \cdot \vec{n}_{ik})(\hat{m}_k \cdot \vec{n}_{ik})}{n_{ik}^5} \right) \right]$$

$$\vec{H}_{dip}^z = \frac{M_S}{2} \sum_k \left[\frac{3n_{ik}^z (m_k^x n_{ik}^x + m_k^y n_{ik}^y + m_k^z n_{ik}^z)}{n_{ik}^5} - \frac{m_k^z}{n_{ik}^3} \right] \quad (2.41)$$

Os cálculos detalhados das derivadas para obtenção das componentes do campo dipolar podem ser encontradas em [21].

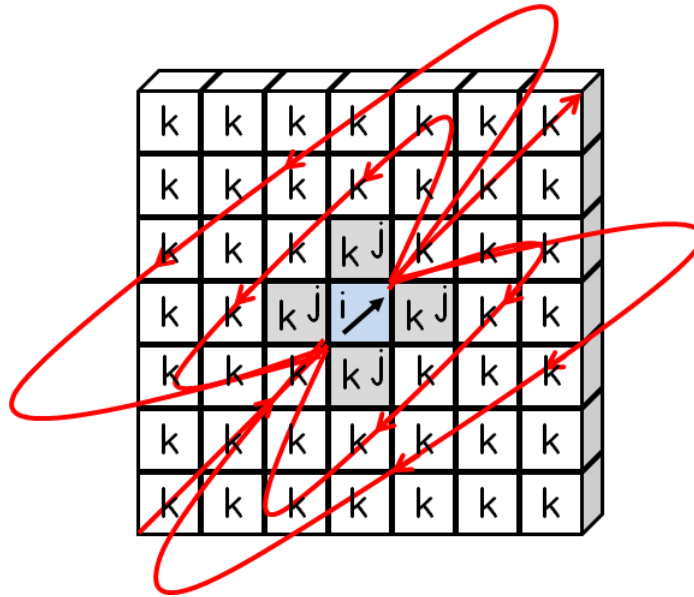


Figura 2.8: Figura esquemática do campo dipolar, H_{dip} , de uma célula de simulação i com todas as outras células k .

2.3.3 Método Autoconsistente

O método computacional autoconsistente utilizado neste trabalho foi desenvolvido em linguagem de programação Fortran pelo GMMM (Grupo de Magnetismo e Materiais Magnéticos) da UFRN. Nosso ponto de partida é ter todos os momentos de dipolo magnético alinhados com o campo magnético médio local ou o mais próximo disso. Com base nisso, estamos interessados no menor torque possível, controlado por um valor de tolerância [2]. Assim, de forma bem simplificada, esse método pode ser descrito pelos seguintes passos:

1. Inicializamos o sistema com uma determinada configuração magnética.
2. Calculamos o campo magnético efetivo local sobre cada célula de simulação.
3. Comparamos o valor calculado para a configuração magnética obtida pela equação do torque magnético em relação a uma dada tolerância.

4. Se o valor do torque magnético for menor ou igual à tolerância, aceitamos a configuração.
5. Se o torque for maior do que o valor de tolerância, os momentos são alinhados com o campo magnético efetivo local e retornamos ao segundo passo.
6. O cálculo é repetido até que o torque magnético seja inferior à tolerância ou até que o número de interações chegue ao seu limite.

Capítulo 3

Nanoelementos Magnéticos

A possibilidade de aplicações em meios de gravação magnéticos ou dispositivos magnetoeletrônicos aumentou o interesse pelas propriedades magnéticas dos nanoelementos ferromagnéticos. Citado anteriormente, o comportamento desses nanoelementos depende do seu tamanho em relação ao comprimento de troca do material. Os meios de gravação magnéticos requerem uma remanência axial, a qual pode ser conseguida em nanoestruturas pequenas, promovendo uma anisotropia axial [32].

O diâmetro e a espessura, além da intensidade e direção do campo externo são parâmetros importantes para obtermos diferentes estados magnéticos, como estados cebola, domínio, vórtice etc [33]. O estado magnético do tipo domínio foi usado no estudo de autômatos celulares quânticos magnéticos de temperatura ambiente e o estado do tipo vórtice para o armazenamento de dados em potencial por meio da polarização do núcleo do vórtice [10].

Vários trabalhos mostram interesse em nanoelementos ferromagnéticos acoplados. Artigos científicos recentes mostraram que transmissores de microondas operando conjuntamente produzem frequências e potências bem acima de sistemas isolados [34, 35, 36]. Devido a esse estudo, poderão ser construídos transmissores e receptores em celulares, radares e chips de computadores mais eficientes [38]. Com isso, estudos em relação a histerese térmica de nanoelementos elípticos acoplados [39], controle do núcleo do vórtice de nanocilindros acoplados ao um polarizados [40] e confinamento de vórtice em estrutura do tipo core-shell em nanocilindros estão mais intensos [41]. Outros estudos com nanoestruturas de diferentes geometrias foram realizadas, tais como: elipsoides, cilindros, nanoestruturas com mesma

geometria, mas de materiais diferentes e até com espaçadores não magnéticos ou substrato antiferromagnético [28, 37, 38, 42]. Trabalhos mais recentes trata do acoplamento entre nanoelementos via campo dipolar para aplicação em portas lógicas [43, 17, 29].

3.1 Nanoelementos Magnéticos Cilíndricos e Elípticos

Neste trabalho, estudamos a interação de campo dipolar entre nanoelementos magnéticos cilíndricos e elípticos acoplados. Tais geometrias têm sido bastantes utilizadas devido suas formas serem favoráveis a diversos estados de magnetização [28]. Devido o nosso estudo ser direcionado para aplicação em portas lógicas, os nossos nanoelementos devem apresentar uma forte anisotropia de forma. Com isso, passando a ter direções preferenciais para a definição dos estados lógicos [29]. Dependendo do tipo de material e de suas dimensões, o comportamento magnético dos dispositivos tem resultados bem diferentes. Vale salientar que alguns componentes de dispositivos de magnetoresistência gigante e junções magnéticas de tunelamento utilizam-se de nanoelementos circulares e elípticos, bem como o tipo do material e suas dimensões [37, 38, 42, 44, 45].

Nosso trabalho se refere ao estudo do acoplamento entre nanoelementos cilíndricos e também em elípticos, onde configurações cujo favorecimento pode resultar em um alinhamento paralelo ou antiparalelo. Inicialmente fizemos um estudo para nanoelementos circulares isolados. O material escolhido foi o ferro (Fe), o comprimento da célula de simulação foi $d = 3$ nm para um campo externo aplicado na direção x cuja intensidade máxima foi 10 kOe. Nossa primeira situação de interesse é que a magnetização do nanoelemento esteja saturada. Após a saturação, a intensidade do campo externo foi diminuída até a remanência, onde o valor do campo é $H = 0$. Esse primeiro estudo com nanoelemento isolado servirá de comparação quando estivermos estudando os nanoelementos acoplados e ter um melhor entendimento do comportamento da magnetização como também do campo dipolar.

Como já mencionado anteriormente, existe uma dependência dos nanoelementos em relação as suas dimensões. Devido a isso, algumas fases magnéticas se apresentam com mais frequência [28, 37, 38]. São elas:

Fase Domínio ou Uniforme

Esta fase tem como característica os momentos magnéticos estarem alinhados entre

si. Ela é favorecida para casos em que a espessura do nanoelemento é da ordem do seu comprimento de troca (l_{exch}). Com isso, a magnetização tende a permanecer no plano xy , resultando em uma alta remanência. Uma outra maneira de se obter a fase domínio é acoplando um material ferromagnético a um substrato antiferromagnético, que tenha uma alta anisotropia, tendo um aumento na energia de troca.

Fase C

Quando os momentos magnéticos tendem a formar um C , percebemos que uma parte se encurva e uma pequena parte ainda está na fase domínio. Ou seja, ainda tem uma alta remanência, no entanto, menor que na fase uniforme. A magnetização está no plano e tal fase é favorecida pelo diâmetro do nanoelemento ser maior que a espessura.

Fase Vórtice

Sempre que houver um fechamento de fluxo dos momentos magnéticos ao longo de um eixo perpendicular ao plano que contém uma das faces do nanoelemento. Dois fatores são preponderantes para a formação de tal fase: o campo dipolar e as dimensões do nanoelemento. Os vórtices são caracterizados pela sua chiralidade (sentido horário ou anti-horário) e sua polaridade (entrando ou saindo do plano).

Com base nessas informações, podemos afirmar que o momento de saturação da magnetização é uma fase domínio ou uniforme. Quando diminuimos a intensidade do campo até a remanência, ponto esse onde o campo externo é nulo, aparecem diversas fases, tais como: vórtice no plano, estado C no plano, C perpendicular, estado S , vórtice perpendicular.

Para nanoelementos cilíndricos de diversos diâmetros e espessuras, podemos observar as possíveis fases em remanência na Figura 3.1 e o diagrama de fases, em remanência para um campo magnético externo aplicado na direção x , na Figura 3.2. Outras fases podem surgir em situações do campo magnético externo ser aplicado na direção y ou z . Esses resultados foram obtidos por [38] e apresenta uma ótima correlação com o experimento [46, 47].

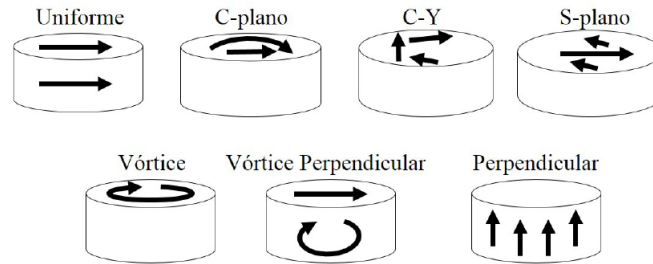


Figura 3.1: Figura esquemática dos estados magnéticos de nanocilindros de Fe a campo nulo [38].

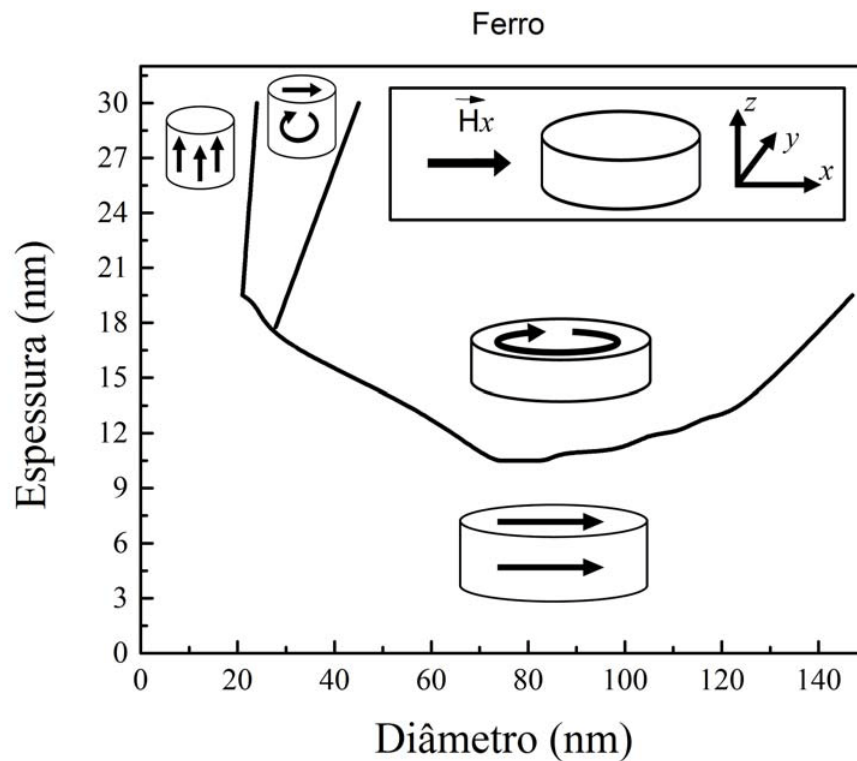


Figura 3.2: Diagrama de fases magnéticas de nanocilindros de Fe com relação a espessura e diâmetro [38].

Para nanoelementos cilíndricos, devido a sua alta simetria, a direção preferencial pode ser em qualquer eixo. Em nanoelementos elípticos, devido a sua excentricidade, a anisotropia tende a ser na direção do eixo maior e, novamente, dependendo das dimensões, várias fases devem surgir para a situação de remanência. Podemos observar na Figura 3.3 algumas das

fases que surgem em nanoelementos elípticos isolados, como domínio (D), vórtice (V), vórtice-domínio-vórtice (VDV), e tendo seu eixo maior na direção y , com altura $h = 25$ nm. Na figura 3.4, está representado o diagrama de fases com relação aos diâmetros na direção x e y . Observe que há uma predominância da fase magnética vórtice. Isso se deve ao fato da magnetização tender a alinhar-se na direção do eixo maior, existindo uma competição entre a anisotropia de forma e a anisotropia uniaxial.

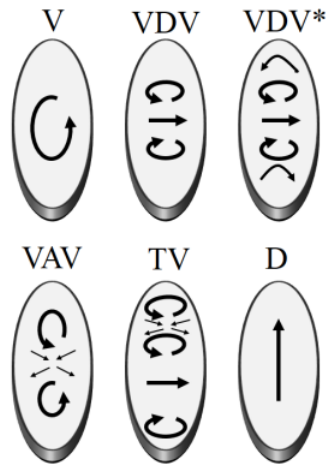


Figura 3.3: Figura esquemática das fases magnéticas de nanoelipsóides isoladas de Fe em remanência [37].

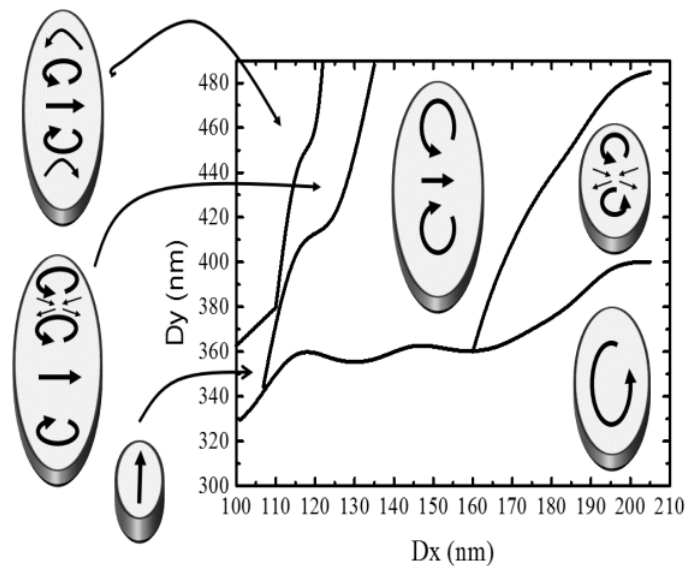


Figura 3.4: Diagrama de fases magnéticas de nanoelipsóides isoladas de Fe com relação aos diâmetros na direção x e y . [37].

3.2 Fases Magnéticas e o Efeito do Acoplamento Dipolar nos Nanoelementos

Quando dois ou mais nanoelementos estão separados, seja essa separação através de um espaçador não magnético ou não, eles interagem através do campo dipolar. Como já discutido anteriormente, cada momento magnético de uma célula apresenta um campo dipolar que interage com todas as outras que estiverem nas proximidades. Mas, a intensidade do campo dipolar diminui com a distância, fazendo do espaçamento entre os nanoelementos um parâmetro muito importante.

Dependendo da forma com que os nanoelementos são dispostos, várias fases magnéticas podem surgir, tais como estado domínio com alinhamento paralelo ou antiparalelo, estado de domínio em um dos nanoelementos e vórtice no outro ou até surgir vórtice em ambos os nanoelementos, podendo ter a chiralidade no mesmo sentido ou em sentidos contrários. No parágrafo anterior, comentou-se sobre a dependência do espaçamento entre os nanoelementos. Se esse espaçamento for grande o suficiente para o efeito do campo dipolar deixar de ser considerável, as fases magnéticas remanentes devem ser as mesmas para o nanoelemento isolado.

Na referência [38], foi realizado um estudo de nanoelementos cilíndricos acoplados magneticamente, mas separados por um espaçador não magnético de espessura ε , o qual constitui uma estrutura do tipo pilar. Na Figura 3.5 é mostrado esquematicamente as principais fases magnéticas obtidas para tal estrutura. Observe que há fases do tipo domínio para um alinhamento antiparalelo e paralelo, fase domínio em um dos nanoelementos e vórtice no outro, bem como fase vórtice em ambos os nanoelementos, onde em uma situação eles apresentam mesma chiralidade e na outra chiralidades diferentes. Já na Figura 3.6, podemos ver o diagrama de fases magnéticas que relaciona a espessura do espaçador com o diâmetro da nanoestrutura também expresso neste trabalho, onde as fases citadas são mostradas em determinadas regiões.

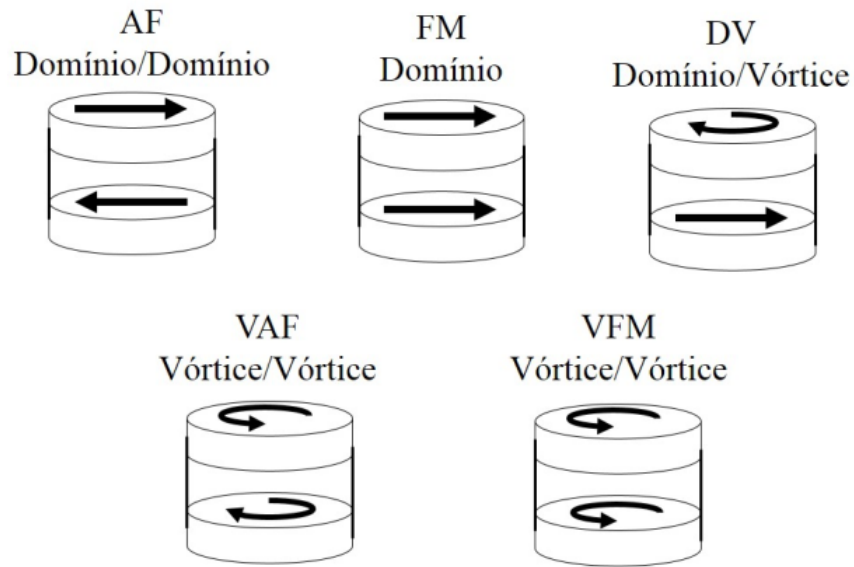


Figura 3.5: Figura esquemática das principais fases magnéticas de nanoelementos cilíndricos acoplados magneticamente via interação dipolar [38].

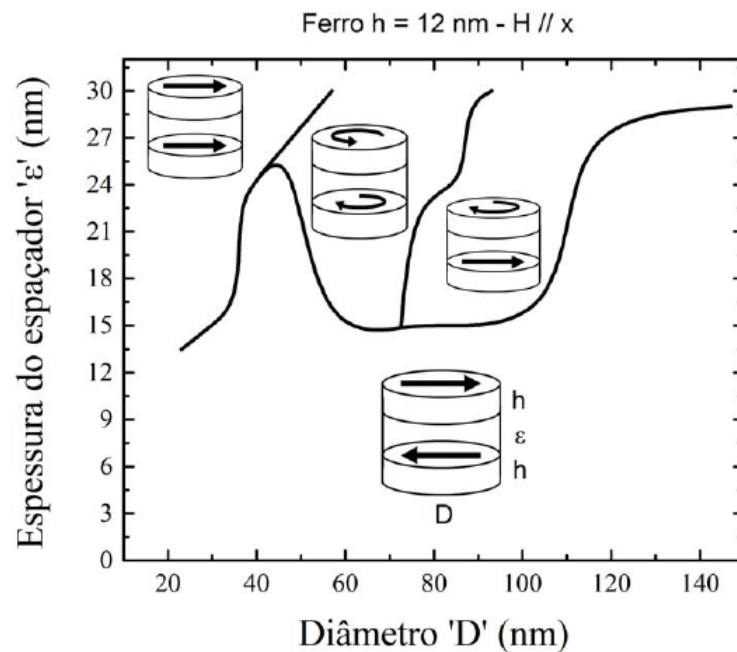


Figura 3.6: Diagrama de fases magnéticas de nanoelementos cilíndricos acoplados magneticamente separados por um espaçador não magnético. [38].

Para nanoelementos elípticos acoplados magneticamente, separados por um espaçador não magnético, temos como referência o trabalho desenvolvido por DANTAS (2015). Na

Figura 3.7 está representada a estrutura utilizada e na Figura 3.8 é apresentado o diagrama de fases magnéticas obtido por ele em seu trabalho.

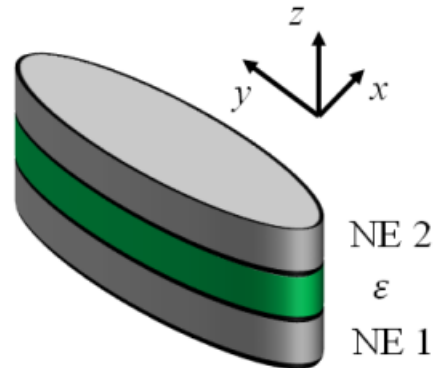


Figura 3.7: Figura esquemática do acoplamento de nanoelementos elípticos separados por um espaçador não magnético, onde NE_1 e NE_2 representam os nanoelementos e ε representa o espaçador [37].

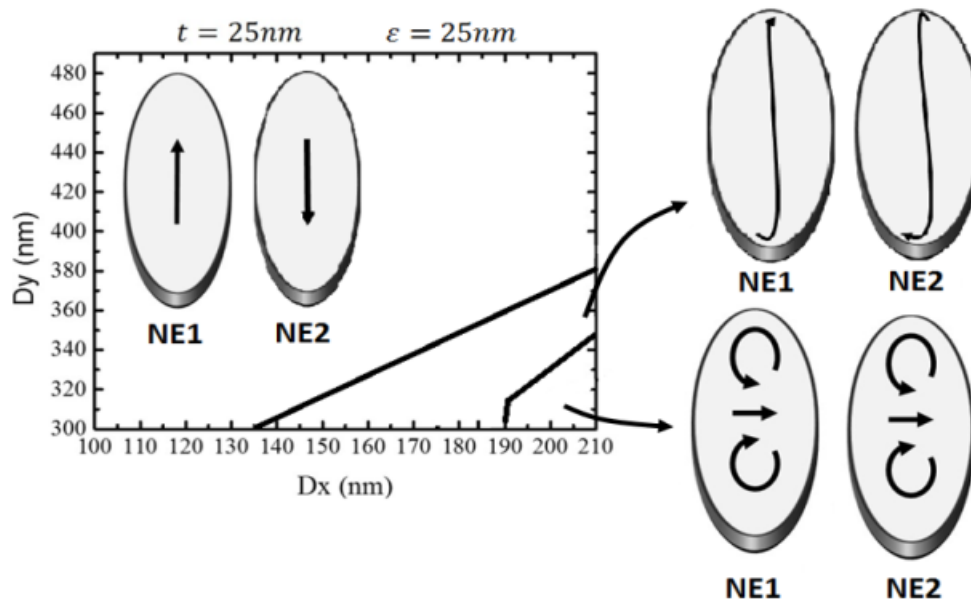


Figura 3.8: Diagrama de fases magnéticas de nanoelementos elípticos acoplados magneticamente via campo dipolar separados por um espaçador não magnético, onde D_x e D_y representam os diâmetros nas direções x e y respectivamente e NE_1 e NE_2 representam os nanoelementos e ε representa o espaçador [37].

Observa-se 3 fases magnéticas principais. São elas: fase uniforme antiparalela ou anti-ferromagnética (AFM), fase antiparalela tipo SS e vórtices duplos em ambos nanoelementos (DVV).

Com base nas informações e referências utilizadas, podemos observar que quando os nanoelementos estão isolados, eles apresentam uma gama maior de fases magnéticas para as formas elípticas e cilíndricas, bem como para diversos tamanhos de diâmetro, mantendo a altura com um valor fixo. Porém, quando acoplados a um espaçador não magnético, a quantidade de fases magnéticas diminui bastante. Isto acontece devido a estabilidade magnética de um elemento sobre o outro pelo fechamento das linhas de campo dipolar e que não acontece no caso do nanoelemento isolado. Na próxima seção, discutiremos como serão as configurações de acoplamento entre os nanoelementos.

Capítulo 4

Nanoelementos Magnéticos Cilíndricos e Elípticos Coplanares Acoplados

Nas últimas seções, vimos as fases magnéticas em remanência para nanoelementos cilíndricos e elípticos isolados e sedados por um espaçador não magnético. Grande parte dos estudos realizados para a configuração de nanoelementos ferromagnéticos acoplados tem como base de estudo o uso de um espaçador não magnético com uma espessura variável. A forma que os nanoelementos vão interagir, através das energias magnéticas que estão envolvidas, irá depender dos parâmetros geométricos envolvidos [38]. Essas estruturas são conhecidas como pilar. O nosso trabalho não utiliza de um espaçador não magnético, e sim da interação dipolar entre os nanoelementos. Investigamos quais os parâmetros podem interferir na interação entre os nanoelementos, como a altura, o espaçamento e o diâmetro.

4.1 Nanoelementos Magnéticos Coplanares Acoplados

O grupo de magnetismo e materiais magnéticos (GMMM) tem desenvolvido várias pesquisas com relação ao acoplamento dipolar de nanoestruturas, embora estejam separadas por um espaçador não magnético [28, 37, 38]. Na literatura de uma forma geral, podemos encontrar vários trabalhos, desde aplicação em porta majoritária nanomagnética [48, 49], estruturas do tipo pilar [50] e estudos do acoplamento de nanoelementos [51, 52, 53].

O nosso trabalho se refere ao estudo do acoplamento entre nanoelementos cilíndricos e entre nanoelementos elípticos, onde os nanoelementos são acoplados no mesmo plano e

podem estar dispostos lateralmente na direção x ou na direção y . Para tal estudo, temos duas configurações possíveis, que podem ser observadas na Figura 4.1, a qual favorece um alinhamento paralelo e na Figura 4.2, a qual favorece um alinhamento antiparalelo. Deve-se enfatizar que a direção do campo externo aplicado é na direção x , sendo a mesma direção da anisotropia dos nanoelementos.

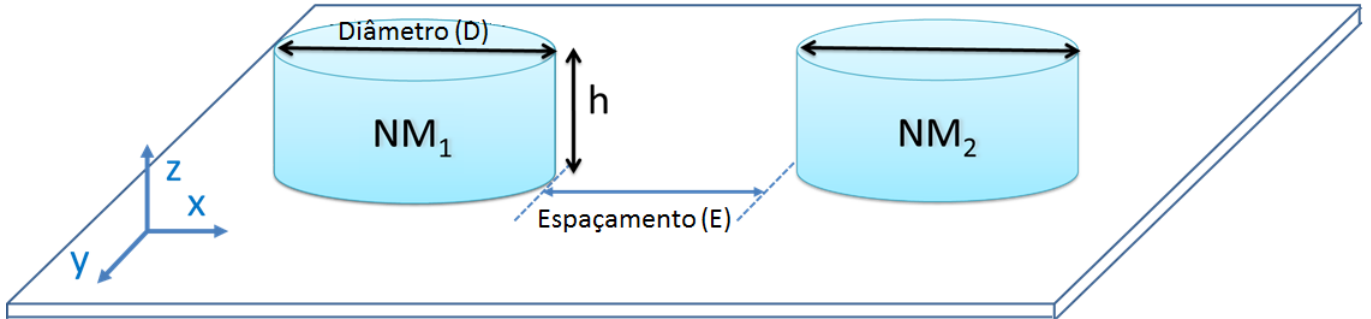


Figura 4.1: Figura esquemática da configuração dos nanoelementos acoplados ferromagneticamente no plano. D representa o diâmetro, h representa a espessura e E representa o espaçamento entre os nanoelementos.

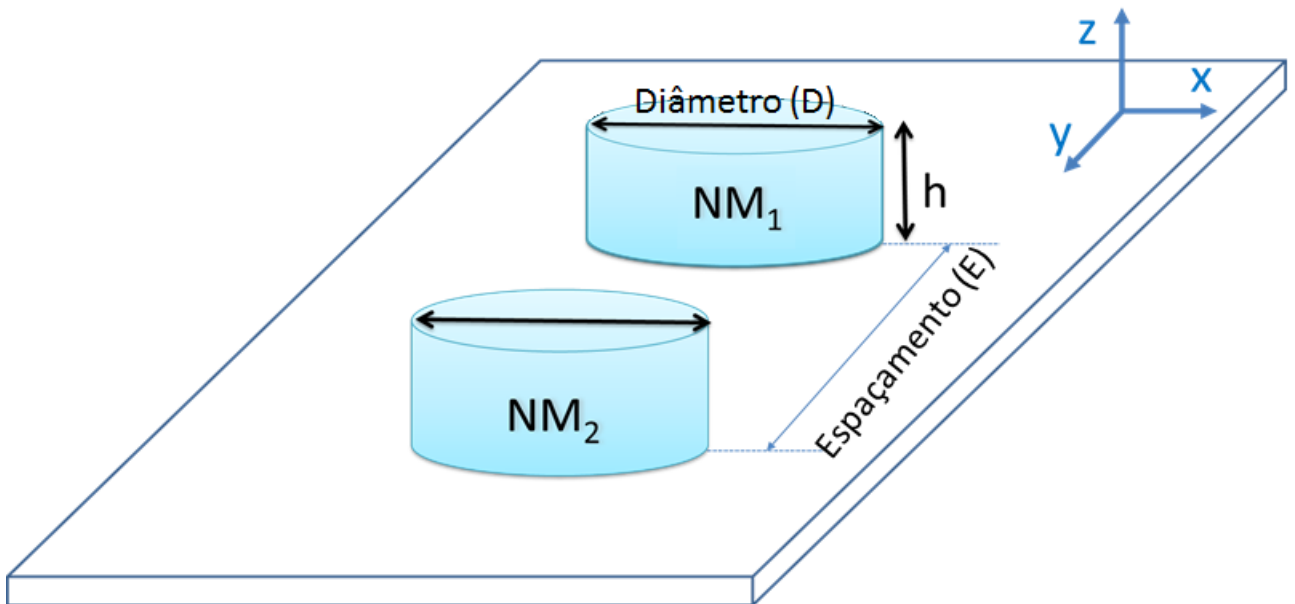


Figura 4.2: Figura esquemática da configuração dos nanoelementos acoplados antiferromagneticamente no plano. D representa o diâmetro, h representa a espessura e E representa o espaçamento entre os nanoelementos.

Aplicamos o campo magnético externo somente em um nanoelemento até o ponto de

saturação. A magnetização do segundo nanoelemento que não sofreu ação do campo externo, será governada pela interação magnetostática com o primeiro nanoelemento.

A configuração mostrada na Figura 4.1, favorece um alinhamento paralelo, ou também pode ser chamado de alinhamento ferromagnético, da magnetização de ambos os nanoelementos, enquanto que na configuração mostrada na Figura 4.2, o alinhamento tende a ser antiparalelo, ou alinhamento antiferromagnético. Isso pode ser observado nas Figuras 4.5 e 4.6, onde as linhas tracejadas representam as linhas do campo dipolar.

4.2 Portas Lógicas Nanomagnéticas

A invenção do transistor trouxe um grande avanço na produção de dispositivos eletrônicos e, com isso, uma das indústrias que surgiram foi a dos computadores, que utilizam a corrente elétrica e transistores para a realização de operações lógicas, que vão desde as básicas até as complexas. Um desses estudos relaciona a construção dessas funções básicas (AND, OR e NOT) utilizando materiais magnéticos. Quando um dispositivo ou circuito opera um ou mais sinais de entrada, emitindo apenas uma saída, chamamos de porta lógica. Essa saída depende somente da função lógica adotada no dispositivo [13]. Os dispositivos devem distinguir os sinais lógicos de entrada de acordo com a álgebra Booleana, a qual utiliza um sistema binário com os valores 0 e 1. Em se tratando de materiais magnéticos, essa distinção dos sinais lógicos de entrada podem ser com a direção da magnetização resultante do material ou sentido do campo magnético externo [14]. Desta forma, passou a utilizar nanoelementos magnéticos nas estruturas das portas lógicas, onde esses nanoelementos interagem por campo dipolar [54]. Muitos estudos experimentais têm sido desenvolvidos com relação as portas lógicas nanomagnéticas [55, 56, 57]

4.2.1 Funções Lógicas AND, OR e NOT

Para um melhor entendimento, vamos detalhar um pouco sobre as funções lógicas básicas. Quando tivermos, pelo menos dois sinais lógicos de entrada, podemos utilizar a função AND ou OR. Segundo a álgebra Booleana, a função AND realiza uma multiplicação lógica, ou seja, quando pelo menos um estado lógico 0 estiver presente em uma das entradas, o estado lógico 0 estará na saída. Por outro lado, a função OR realiza uma adição lógica a

qual se caracteriza pelo estado lógico 1 estar presente pelo menos em uma de suas entradas. Por fim, a função lógica NOT necessita apenas de uma entrada, onde ela apenas inverte o sinal de entrada, ou seja, se a entrada é o estado lógico 1, a saída será o estado lógico 0 e vice-versa [29].

Podemos observar como são desenvolvidas as combinações dos valores Booleanos para as funções AND e OR, bem como as portas lógicas utilizando tais funções através da Tabela 4.1 e da Figura 4.3.

AND	OR
$0 \times 0 = 0$	$0 \times 0 = 0$
$0 \times 1 = 0$	$0 \times 1 = 1$
$1 \times 0 = 0$	$1 \times 0 = 1$
$1 \times 1 = 1$	$1 \times 1 = 1$

Tabela 4.1: Combinações dos valores Booleanos para as funções AND, à esquerda, e OR, à direita [29].

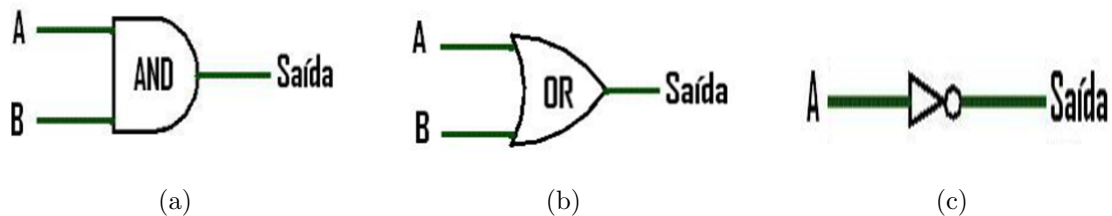


Figura 4.3: Figura esquemática das portas lógicas utilizando as funções lógicas (a) AND, (b) OR e (c) NOT [13].

Para as portas lógicas citadas, os sinais lógicos de entrada e saída são organizados em Tabelas-Verdades. As Tabelas 4.2 e 4.3 para as três portas lógicas podem ser observadas a seguir.

Entrada A	Entrada B	Saída C	Entrada A	Entrada B	Saída C
0	0	0	0	0	0
0	1	0	0	1	1
1	0	0	1	0	1
1	1	1	1	1	1

Tabela 4.2: Tabelas-Verdades das portas lógicas AND, à esquerda, e OR, à direita.

Entrada A	Saída C
0	1
1	0

Tabela 4.3: Tabela-Verdade da porta lógica NOT

4.2.2 Funções Lógicas NAND e NOR

Para operações mais complexas, são utilizadas as funções lógicas NAND e NOR, que são combinações da função NOT com as funções AND e OR, respectivamente. Esses dispositivos são chamados de portas lógicas universais. Sempre que existir um estado lógico 0 em uma das entradas, a saída será o estado lógico 1, sendo esse comportamento associado a porta lógica NAND. Quando o estado lógico 1 estiver em uma das entradas, a saída terá o estado lógico 0, sendo este o funcionamento da porta lógica NOR. Ambas as portas também operam com pelo menos duas entradas. Percebe-se que a inclusão da porta lógica NOT faz com que as saídas nas portas AND e OR sofram uma inversão de estado lógico. A Figura 4.4 apresenta o esquema dessas portas e logo em seguida estão as tabelas-verdades.



Figura 4.4: Figura esquemática das portas lógicas utilizando as funções lógicas (a) NAND e (b) NOR [29].

Entrada A	Entrada B	Saída C
0	0	1
0	1	1
1	0	1
1	1	0

Entrada A	Entrada B	Saída C
0	0	1
0	1	0
1	0	0
1	1	0

Tabela 4.4: Tabelas-Verdades das portas lógicas NAND, à esquerda, e NOR, à direita.

4.2.3 Autômato Celular Quântico

O Autômato Celular Quântico (ACQ) é definido como um modelo computacional que usa acoplamento local entre células idênticas biestáveis que são montados com a finalidade de executar funções lógicas binárias. Dependendo do campo local escolhido, o ACQ pode ser magnético, eletrônico ou óptico. Essas células podem ser um conjunto de nanoelementos ferromagnéticos [58, 59, 60].

Uma determinada cadeia desses nanoelementos acoplados que interagem através do campo magnético dipolar possui a capacidade de realizar funções lógicas e propagar informações [61]. Dependendo da configuração que os nanoelementos estiverem dipostos, teremos um determinado alinhamento, paralelo ou antiparalelo [62]. Podemos observar esses alinhamentos através das Figuras 4.5 e 4.6.

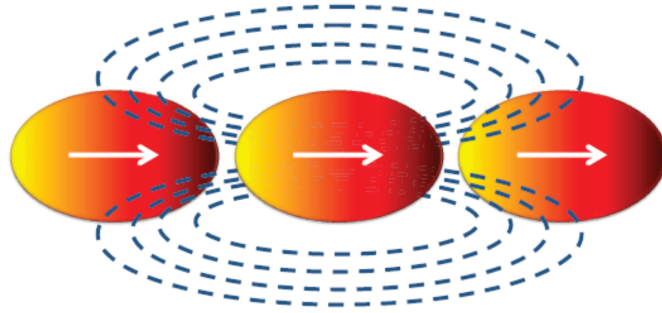


Figura 4.5: Representação do campo dipolar do nanoelemento central com dois nanoelementos alinhados. Esta figura caracteriza a interação entre os nanoelementos de acordo com a configuração da Figura 4.1 [29].

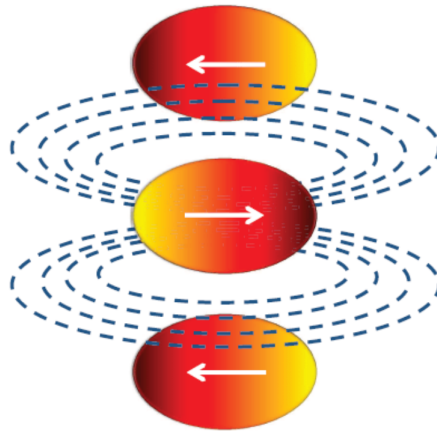


Figura 4.6: Representação do campo dipolar do nanoelemento central com dois nanoelementos alinhados. Esta figura caracteriza a interação entre os nanoelementos de acordo com a configuração da Figura 4.2 [29].

Todo esse processo nos remete a ter uma compreensão mais detalhada das portas lógicas magnéticas. Ou seja, para quais diâmetros e alturas os nanoelementos, dependendo da configuração de alinhamento, irão sofrer a ação do campo dipolar para ter um alinhamento ferromagnético ou antiferromagnético. Na Figura 4.7 é mostrada a arquitetura de uma porta lógica magnética, onde aplica-se um campo magnético externo nas entradas A , B e C e observa um resultado na saída Z .

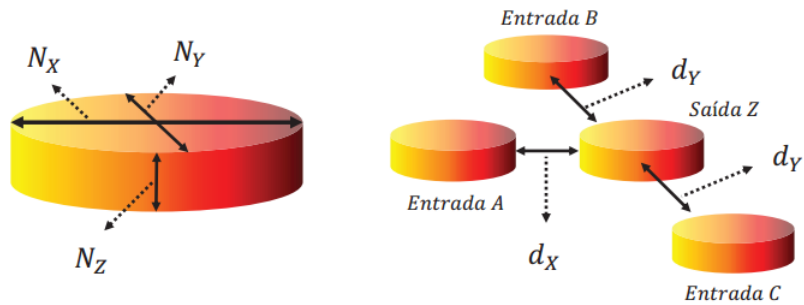


Figura 4.7: Figura esquemática de uma porta lógica magnética. N_x , N_y e N_z representam as dimensões do nanoelemento e d_x e d_y os espaçamentos entre os nanoelementos nas direções x e y respectivamente [29].

Para que o acoplamento dipolar possa cumprir seu papel, devemos verificar quais as dimensões, diâmetros, alturas e espaçamentos são os mais adequados para a aplicação em portas lógicas magnéticas. Com base nisso, fizemos tal estudo e apresentamos os resultados das nossas simulações para nanoelementos cilíndricos e elípticos isolados e acoplados magneticamente quando postos lateralmente alinhados paralelamente ou antiparalelamente através de gráficos e diagramas de fases.

Capítulo 5

Resultados e Discussões

Neste capítulo, apresentaremos os resultados das simulações para nanoelementos cilíndricos e elípticos de ferro isolados e acoplados magneticamente. O cálculo micromagnético foi descrito no capítulo 2.

5.1 Nanoelementos Cilíndricos Isolados

Iniciamos estudando nanoelementos cilíndricos isolados de ferro com altura fixa de $h = 9$ nm e variando o diâmetro, de acordo com a Tabela 5.1.

Diâmetro (nm)									
9	18	36	72	96	120	150	180	210	240

Tabela 5.1: Tabela com os diâmetros utilizados para a geometria cilíndrica.

Apresentamos, para os diâmetros $D = 150$ nm e $D = 240$ nm, as curvas de magnetização na Figura 5.1, as configurações magnéticas para a magnetização no plano xy na Figura 5.2, bem como a direção e a intensidade do campo dipolar nas Figuras 5.3 e 5.4, respectivamente. Ambos os gráficos são para o ponto de remanência, já que no ponto de saturação eles estão com magnetização uniforme na mesma direção e sentido de aplicação do campo externo, o qual foi o eixo x , assim como a direção da anisotropia. Para uma melhor interpretação dos gráficos, utilizamos uma escala de cores. Podemos observar na Figura 5.1 que a curva de magnetização para ambas as situações, há uma pequena diminuição no valor da magnetização. Esse fato é característico da fase magnética C, onde podemos observar na

Figura 5.2 a formação dessa fase. Nas Figuras 5.3 e 5.4, podemos observar o comportamento da direção e da intensidade do campo dipolar desses nanoelementos através das linhas de campo.

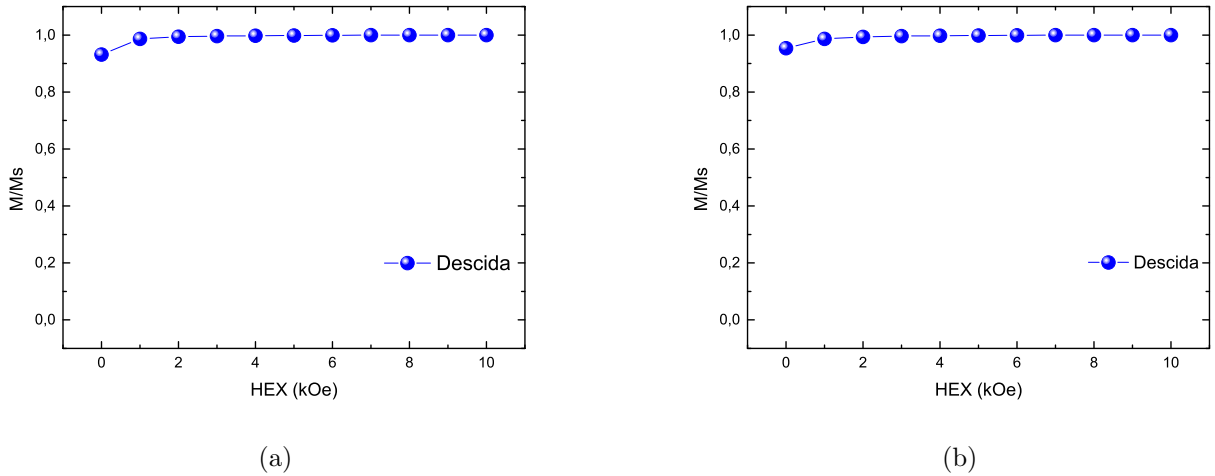


Figura 5.1: Curva de magnetização em remanência de um nanoelemento isolado de diâmetro (a) $D = 150$ nm e (b) $D = 240$ nm, com altura $h = 9$ nm.

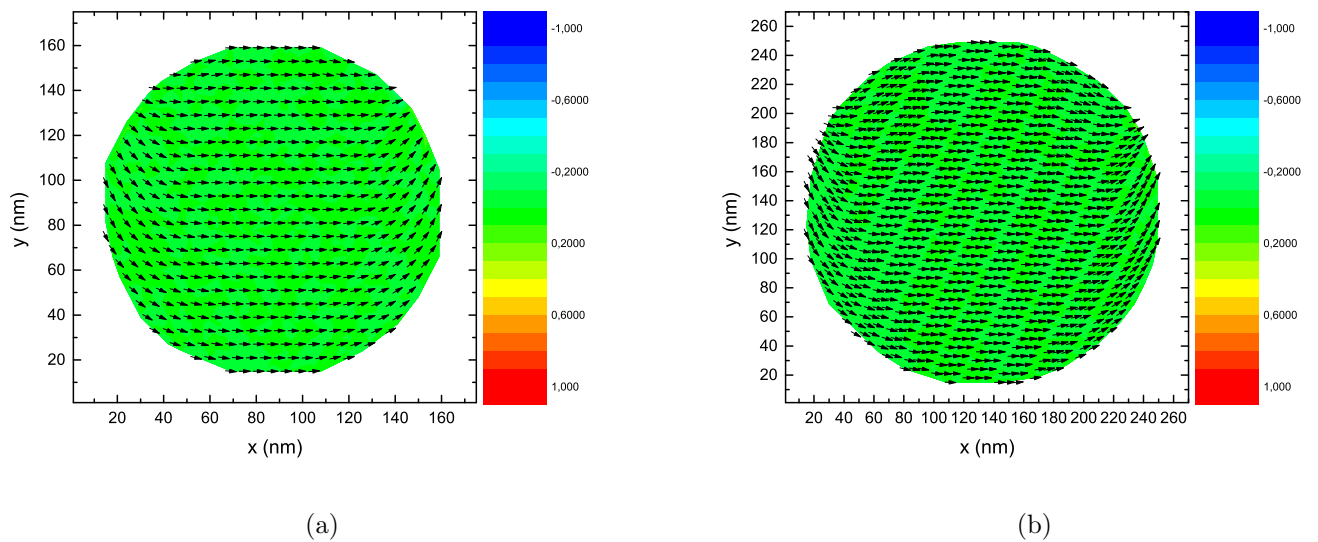


Figura 5.2: Configuração magnética em remanência de um nanoelemento isolado de diâmetro (a) $D = 150$ nm e (b) $D = 240$ nm, com altura $h = 9$ nm. A escala de cores indica a direção da magnetização em relação ao eixo z .

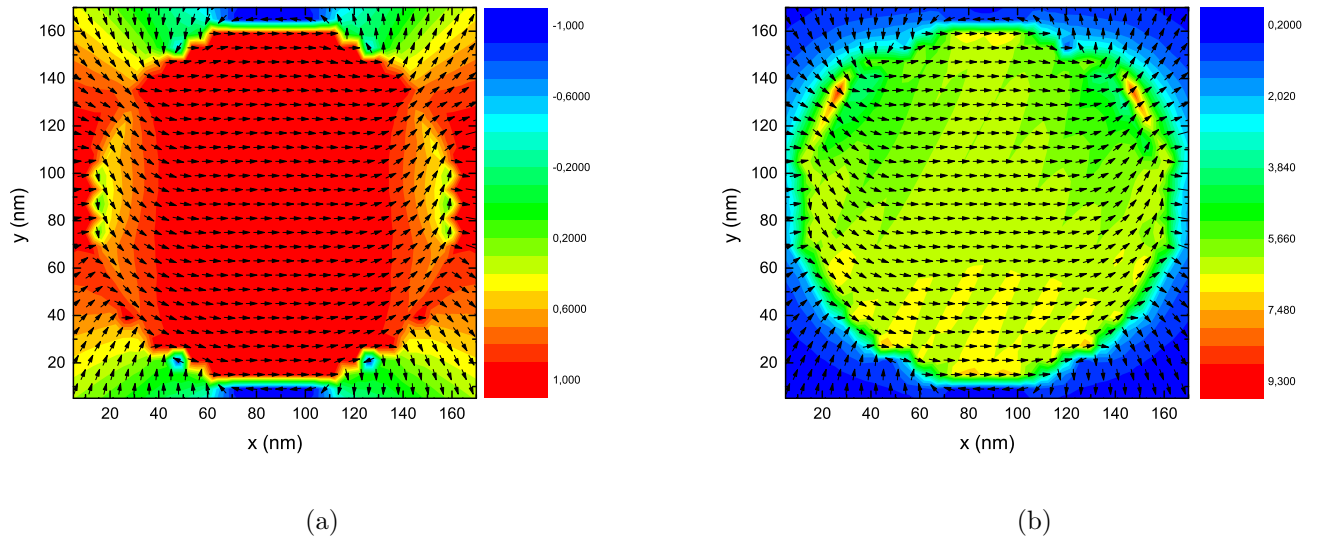


Figura 5.3: (a) Apresenta o mapa de campo dipolar e (b) apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar referentes a um nanoelemento isolado com diâmetro $D = 150$ nm e altura $h = 9$ nm. A escala de cores representa, respectivamente, a direção do campo no plano xy e a intensidade do campo dipolar.

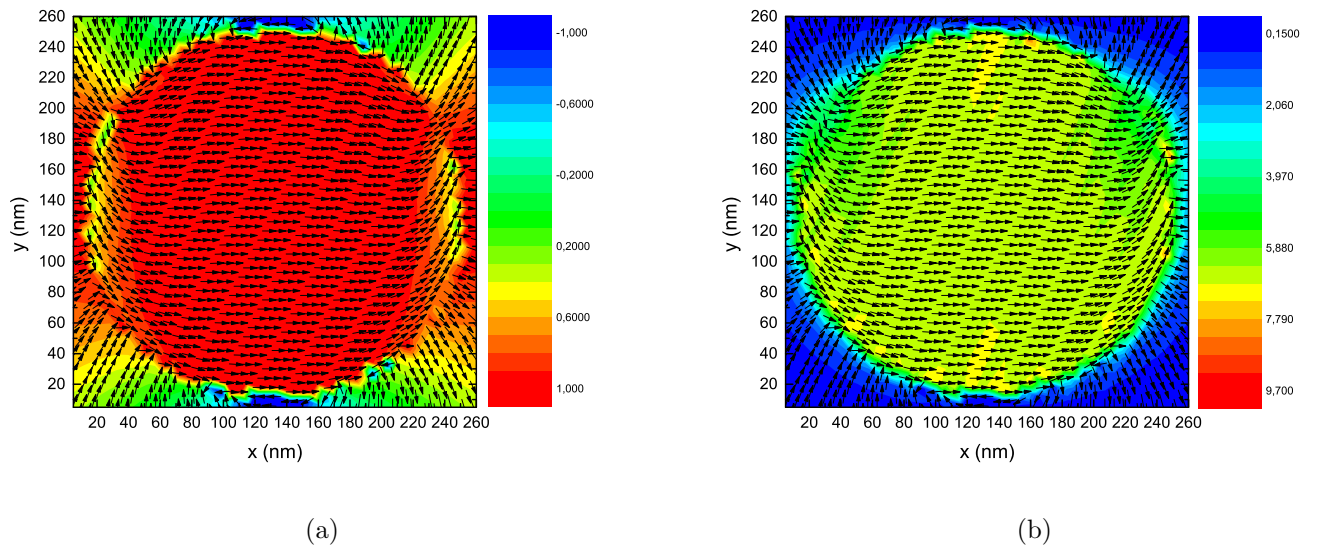


Figura 5.4: (a) Apresenta o mapa de campo dipolar e (b) apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar referentes a um nanoelemento isolado com diâmetro $D = 240$ nm e altura $h = 9$ nm. A escala de cores representa, respectivamente, a direção do campo no plano xy e a intensidade do campo dipolar.

Apenas para dois diâmetros, $D = 9$ e 18 nm, obtivemos a fase domínio, cujo estado é

caracterizado por todos os momentos magnéticos estarem alinhados na mesma direção. Para os demais diâmetros, a fase que predominou foi a C , que é uma fase intermediária entre as fases domínio e vórtice. Isso deve-se ao aumento do diâmetro, embora a altura seja mantida fixa, a estrutura passa a ter mais espaço para a formação de outras fases como é o caso do vórtice.

Para um nanoelemento isolado de diâmetro $D = 72$ nm e altura $h = 18$ nm, há espaço para a formação da fase magnética vórtice. Na Figura 5.5, é apresentada a curva de magnetização, onde podemos observar que há uma queda brusca no valor da magnetização, que tinha um valor aproximadamente constante e vai a zero. Esse comportamento é característico da fase magnética vórtice. Através da Figura 5.6, apresentamos a configuração magnética em (a) saturação, onde os momentos magnéticos estão todos alinhados e em (b) remanência, onde há um fechamento do fluxo dos momentos magnéticos, com uma magnetização nula no plano xy , porém diferente de zero na direção z . Os mapas da direção e da intensidade do campo dipolar para o ponto de saturação e de remanência são mostrados, respectivamente, nas Figuras 5.7 e 5.8 através das linhas de campo.

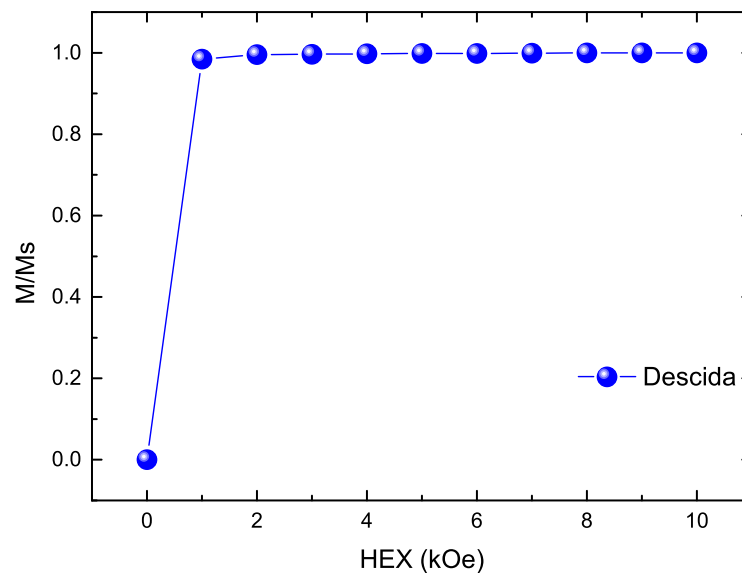


Figura 5.5: Curva de magnetização em remanência de um nanoelemento isolado de diâmetro $D = 72$ nm e altura $h = 18$ nm.

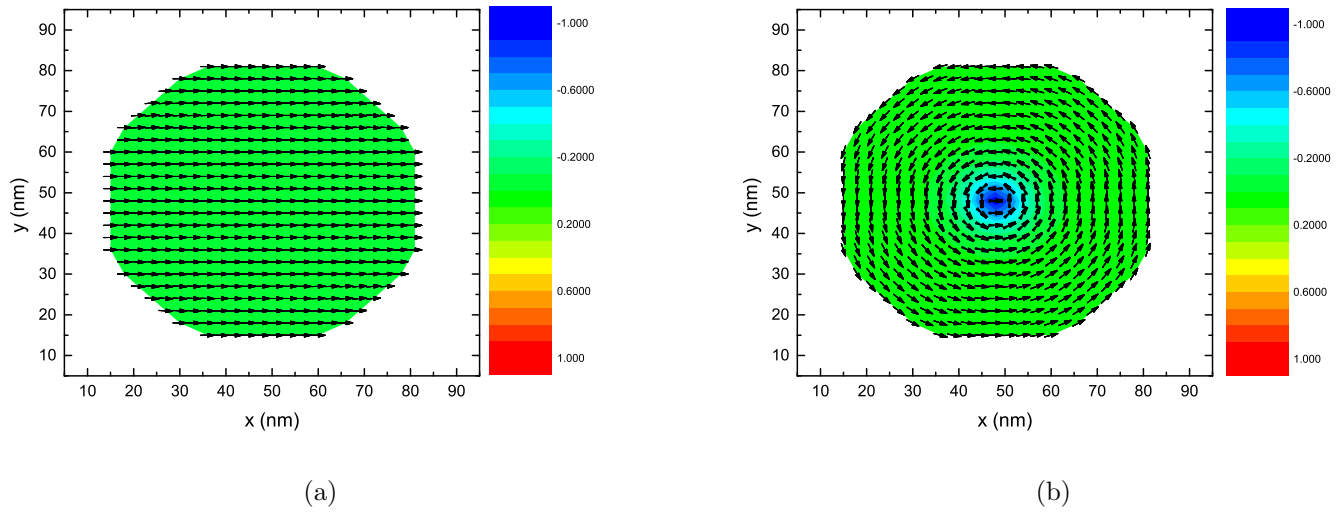


Figura 5.6: Configuração magnética de um nanoelemento isolado de diâmetro $D = 72$ nm e altura $h = 9$ nm em (a) saturação e (b) remanência. A escala de cores indica a direção da magnetização em relação ao eixo z .

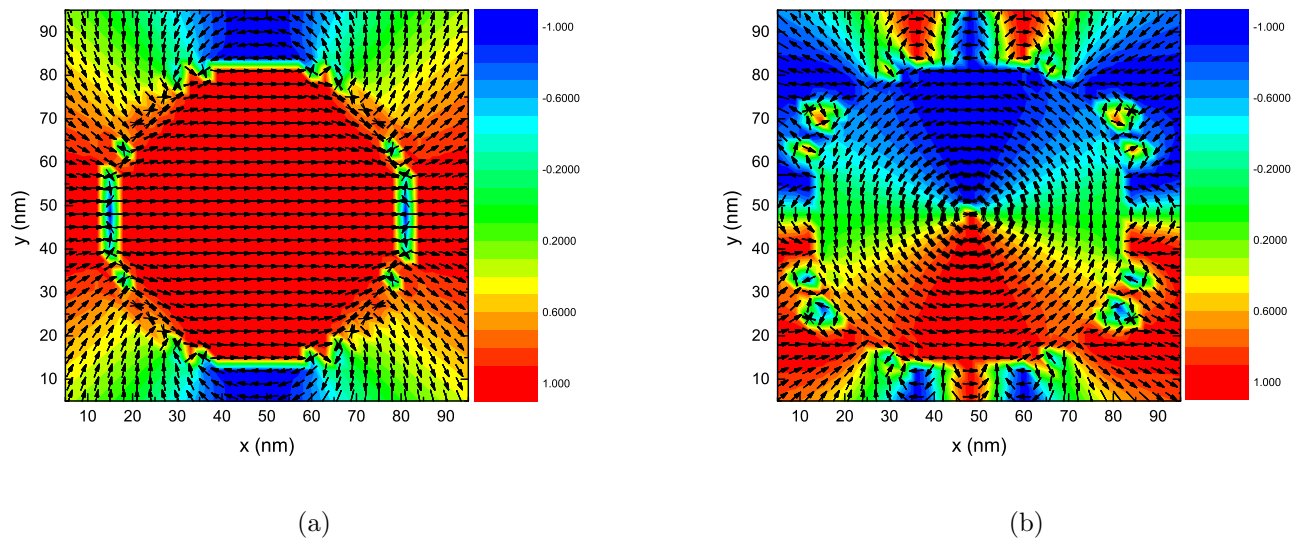


Figura 5.7: Os gráficos são referentes a um nanoelemento isolado com diâmetro $D = 72$ nm e altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto de saturação e (b) para o ponto de remanência. A escala de cores representa a projeção do campo dipolar no plano xy .

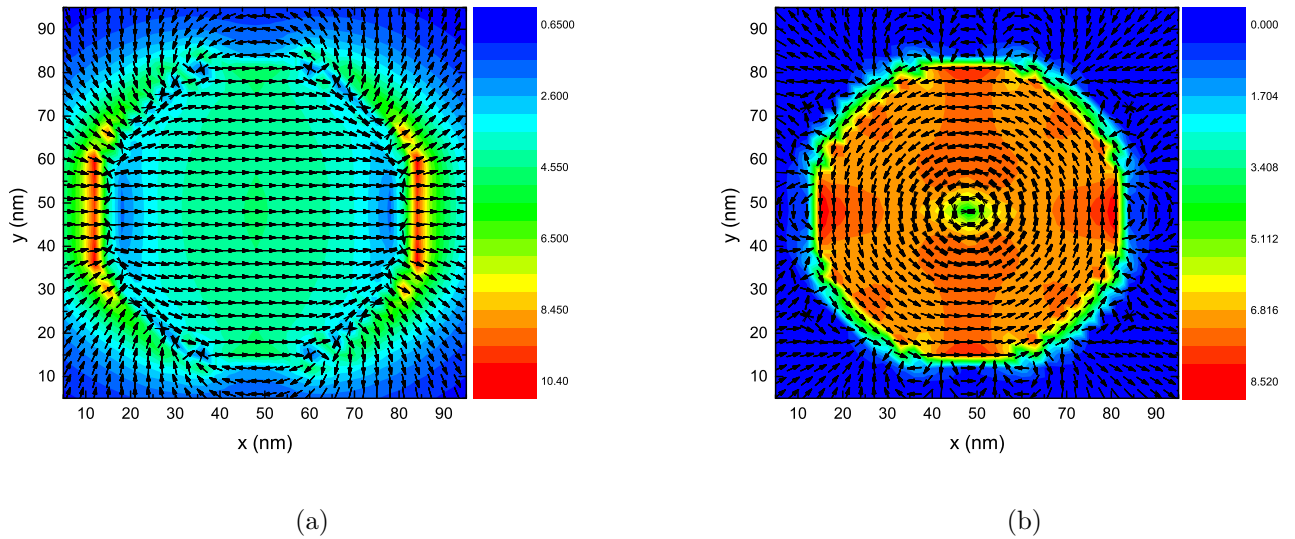


Figura 5.8: Os gráficos são referentes a um nanoelemento isolado com diâmetro $D = 72$ nm e altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade de campo dipolar para o ponto de saturação e (b) para o ponto de remanência. A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy .

Podemos ainda observar, através da Figura 5.9, como é o comportamento da fase magnética vórtice em um mapa de spins tridimensional, onde é possível observar alguns momentos magnéticos no centro do nanoelemento apontando na direção z e que indica uma magnetização não nula fora do plano xy .

Alguns dos nossos resultados são condizentes com o que foi obtido por SILVA (2014). O diagrama de fases construído por ela pode ser observado na Figura 3.2. Olhando o diagrama, percebe-se que mantendo a altura fixa em 9 nm, assim como fizemos, e aumentando o diâmetro, iremos obter a fase magnética domínio. Porém, a fase C não está presente em seu diagrama, podendo as fases de transição estarem dentro da região de domínio. Para a região com altura $h = 18$ nm e diâmetro na faixa de 32 a 135 nm, aparece a fase magnética de vórtice, assim como obtivemos. Com os resultados de acordo com a literatura, passamos a estudar os nanoelementos acoplados.

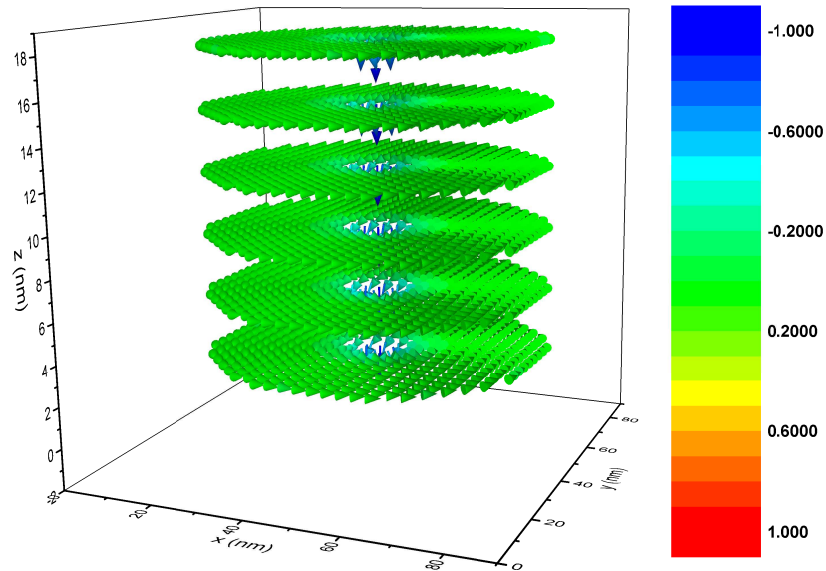


Figura 5.9: Mapa dos momentos magnéticos em 3 dimensões de um nanoelemento isolado com diâmetro $D = 72$ nm e altura $h = 18$ nm. A escala de cores representa a projeção dos momentos magnéticos em relação ao plano xy .

5.2 Nanoelementos Cilíndricos Acoplados

5.2.1 Alinhamento em x

Estudaremos agora nanoelementos acoplados, iniciando com a geometria cilíndrica. Temos duas configurações de interesse, as quais são mostradas nas Figuras 4.1 e 4.2. Inicialmente, as simulações foram realizadas para uma altura fixa, com $h = 9$ nm. Ambos os nanoelementos tem o mesmo diâmetro. Para cada diâmetro, variamos o espaçamento entre os nanoelementos. Os diâmetros escolhidos foram listados na Tabela 5.1, e os espaçamentos estão listados na Tabela 5.2.

Espaçamento (nm)							
3	9	18	24	36	72	90	120

Tabela 5.2: Tabela com os espaçamentos utilizados para a geometria cilíndrica.

Como descrito na subseção 2.3.3, buscamos a configuração cujo torque seja o mínimo

possível, dentro de uma determinada tolerância, entre os momentos magnéticos e o campo externo. Assim, a simulação é iniciada e o campo externo é aplicado em um dos nanoelementos até a magnetização estar saturada. Apresentaremos alguns resultados para ambas as configurações através de curvas de magnetização global, mapas da direção e da intensidade do campo dipolar. Por fim, apresentamos os diagramas de fases magnéticas e diagramas de reversão da direção da magnetização.

Para os nanoelementos com diâmetro $D = 36$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm, há reversão na direção da magnetização com a reversão do campo externo e mantendo a fase de domínio. A curva de histerese global pode ser observada na Figura 5.10, onde ela tem um comportamento de quando há reversão, pois os valores da saturação para o campo aplicado no sentido positivo e negativo do eixo x são, em módulo, iguais. Através da Figura 5.11, apresentamos a configuração magnética quando o campo magnético externo está aplicado no sentido (a) positivo e (b) negativo do eixo x . O campo magnético externo foi aplicado no nanoelemento da esquerda. Observe que a magnetização do nanoelemento da direita está parcialmente na direção x . Quando o sentido do campo externo é invertido, a magnetização do nanoelemento da direita também inverte. Os mapas da direção e da intensidade do campo dipolar para o ponto de saturação e de remanência são mostrados, respectivamente, nas Figuras 5.12 e 5.13 através das linhas de campo.

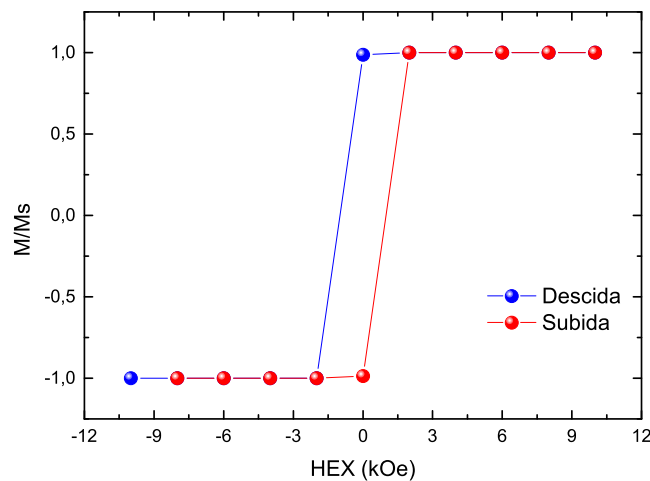
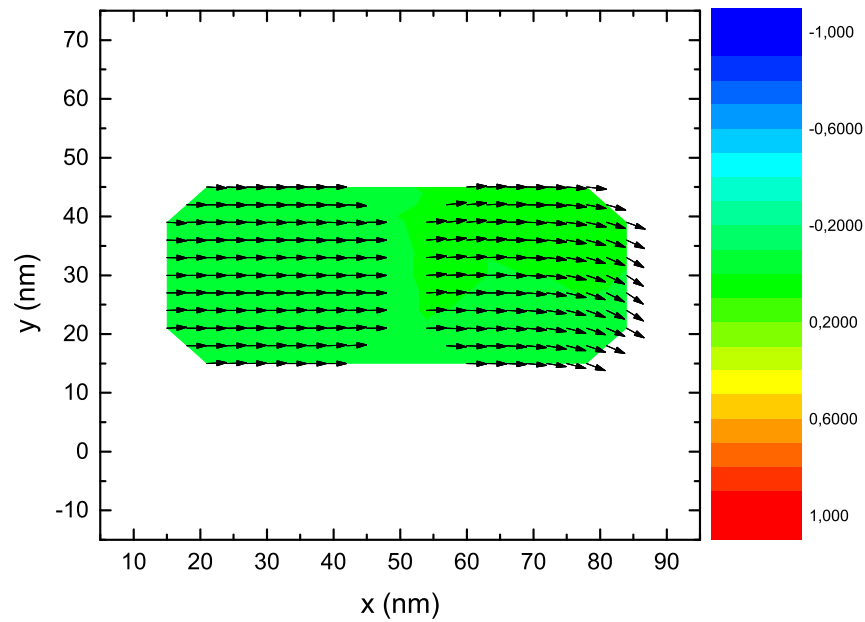
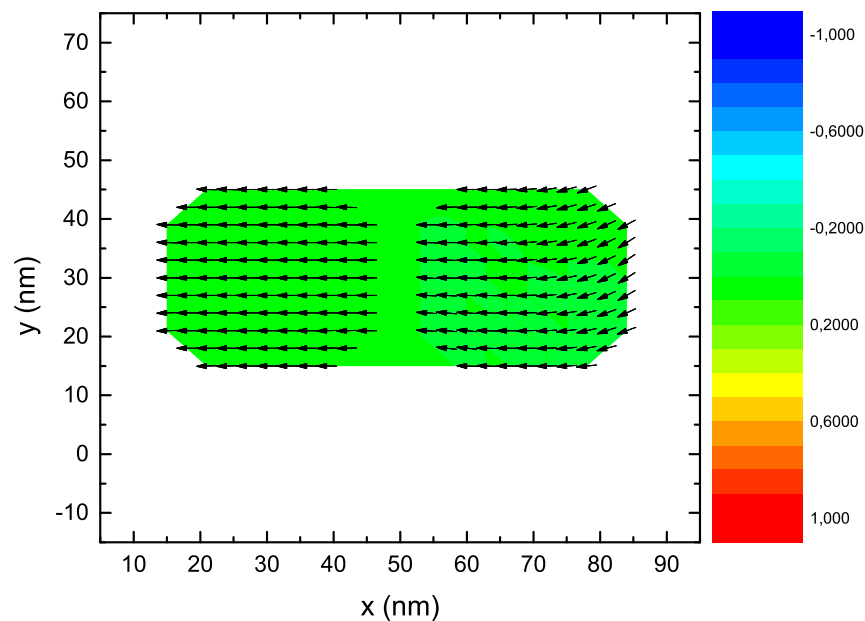


Figura 5.10: Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetro $D = 36$ nm e espaçamento $E = 3$ nm.

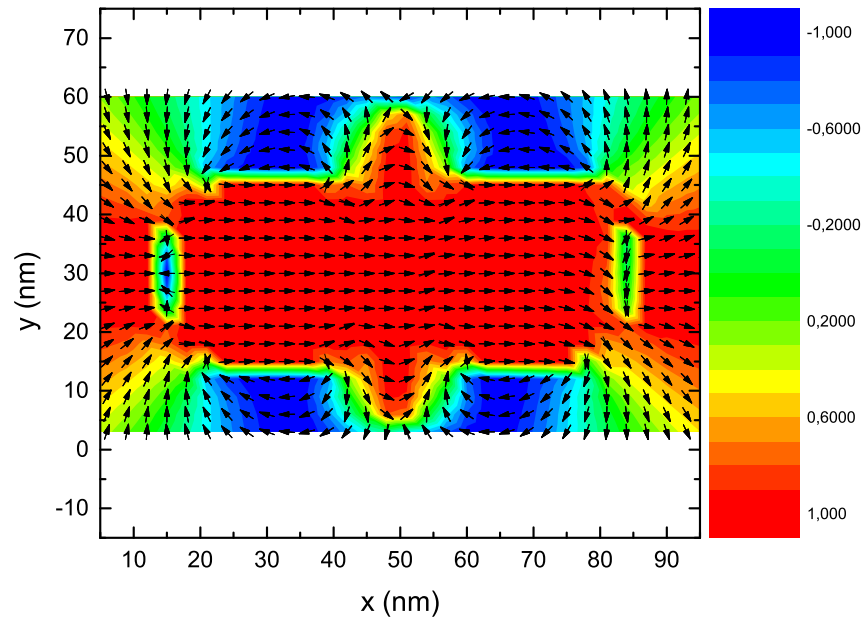


(a)

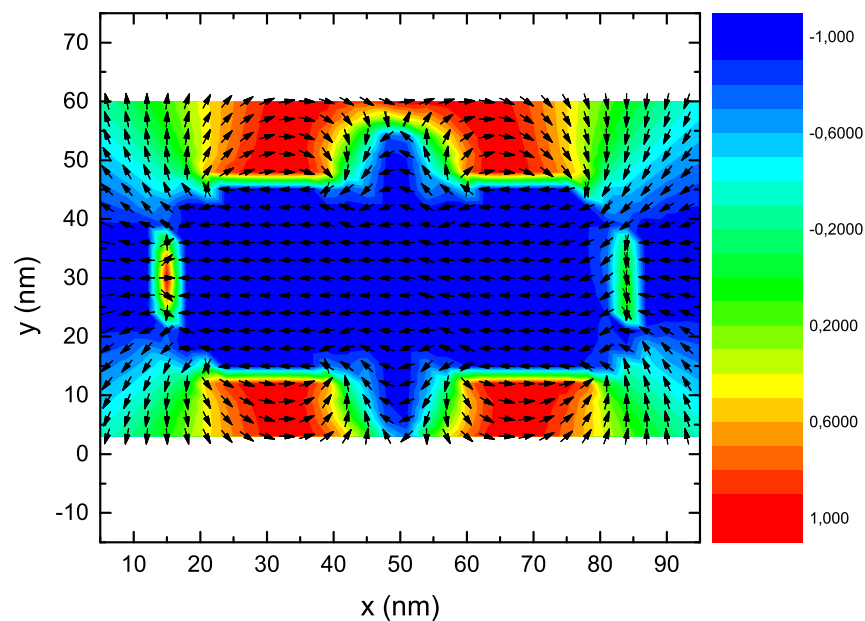


(b)

Figura 5.11: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D = 36$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z .

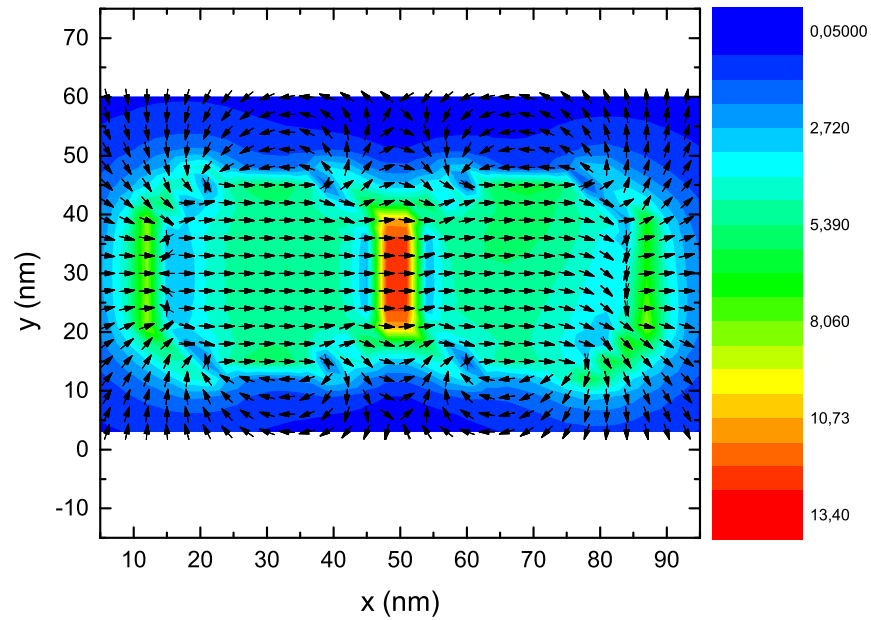


(a)

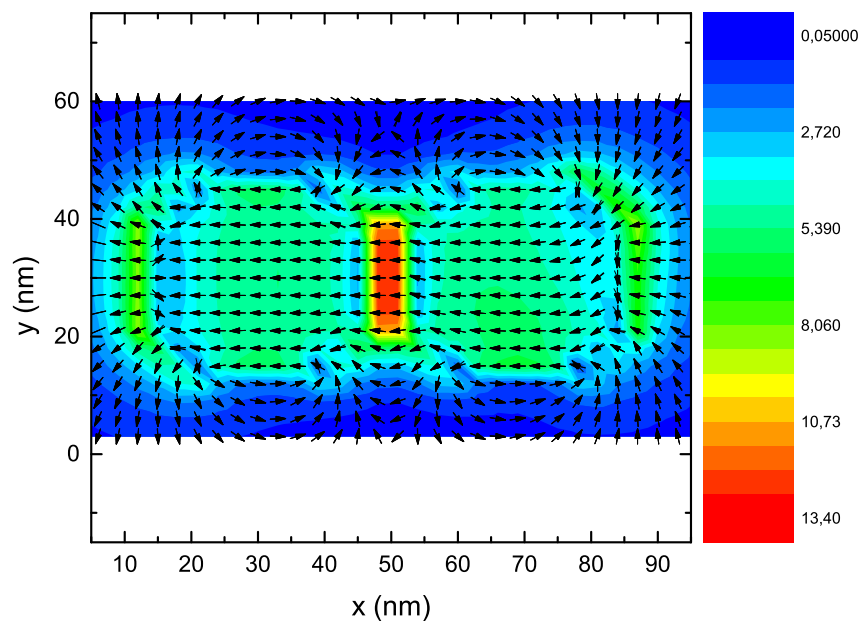


(b)

Figura 5.12: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D = 36$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy .



(a)



(b)

Figura 5.13: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D = 36$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy .

Para os demais espaçamentos, não houve reversão da direção da magnetização. Para diâmetros maiores que 36 nm, passa a surgir, no nanoelemento da direita, a fase magnética vórtice. Para nanoelementos com diâmetro $D = 240$ nm e espaçamento $E = 24$ nm, apresentamos a curva de magnetização global na Figura 5.14. Observe que o valor da magnetização, quando há a inversão no sentido do campo externo, sofre uma diminuição, em módulo. A causa dessa diminuição é devido a fase vórtice surgir no nanoelemento da direita. Quando o campo externo sofre novamente uma inversão, a curva de magnetização não fecha. Novamente, esse fato se deve ao vórtice. O campo dipolar do nanoelemento da esquerda não é intenso o suficiente para retirar o vórtice do nanoelemento da direita. Através da Figura 5.15, apresentamos a configuração magnética quando o campo magnético externo está aplicado no sentido (a) positivo e (b) negativo do eixo x . O campo magnético externo foi aplicado no nanoelemento da esquerda. Observe que a magnetização do nanoelemento da direita está parcialmente na direção x . Quando o sentido do campo externo é invertido, surge um vórtice no nanoelemento da direita. Os mapas da direção e da intensidade do campo dipolar para o ponto de saturação e de remanência são mostrados, respectivamente, nas Figuras 5.16 e 5.17 através das linhas de campo.

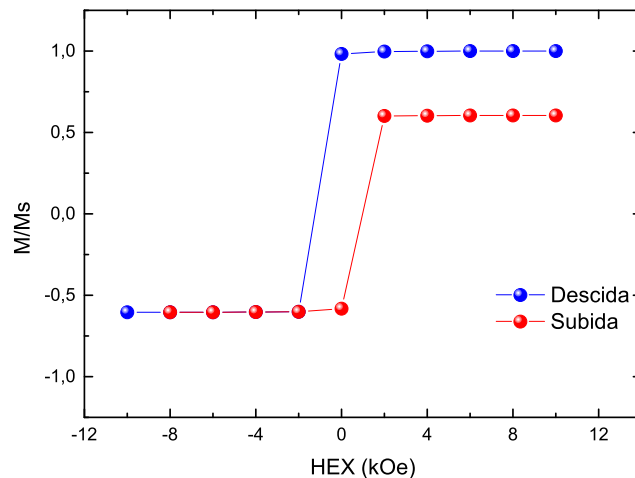
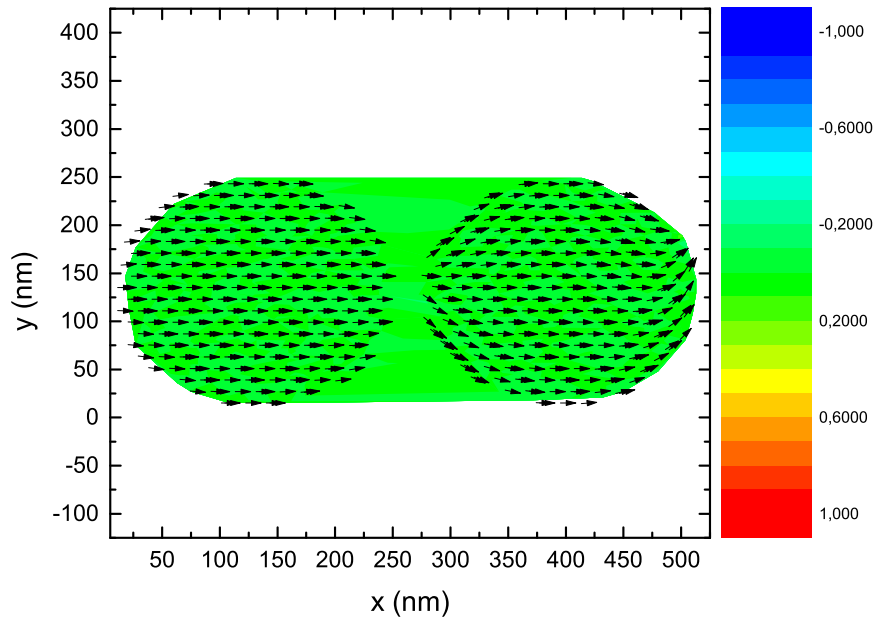
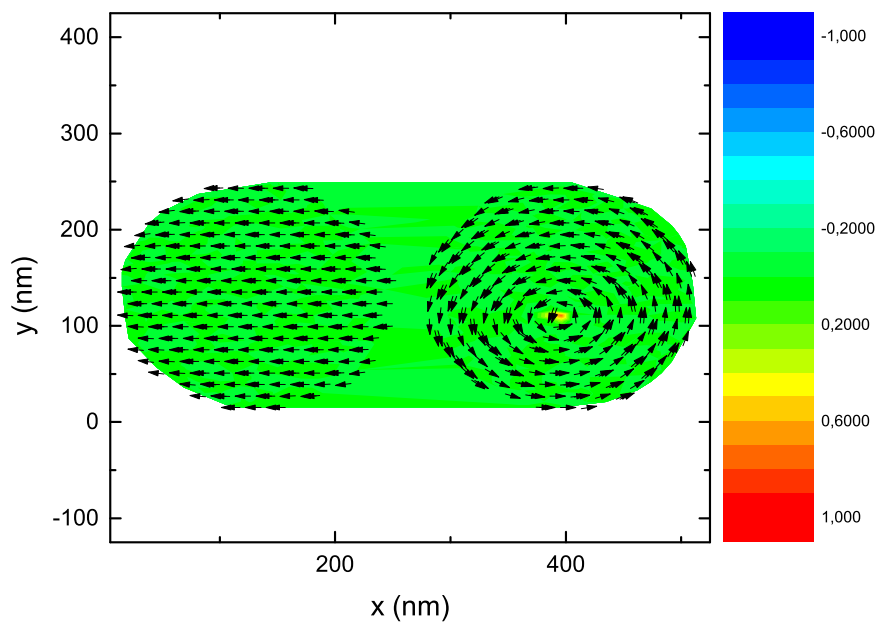


Figura 5.14: Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetro $D = 240$ nm e espaçamento $E = 24$ nm.

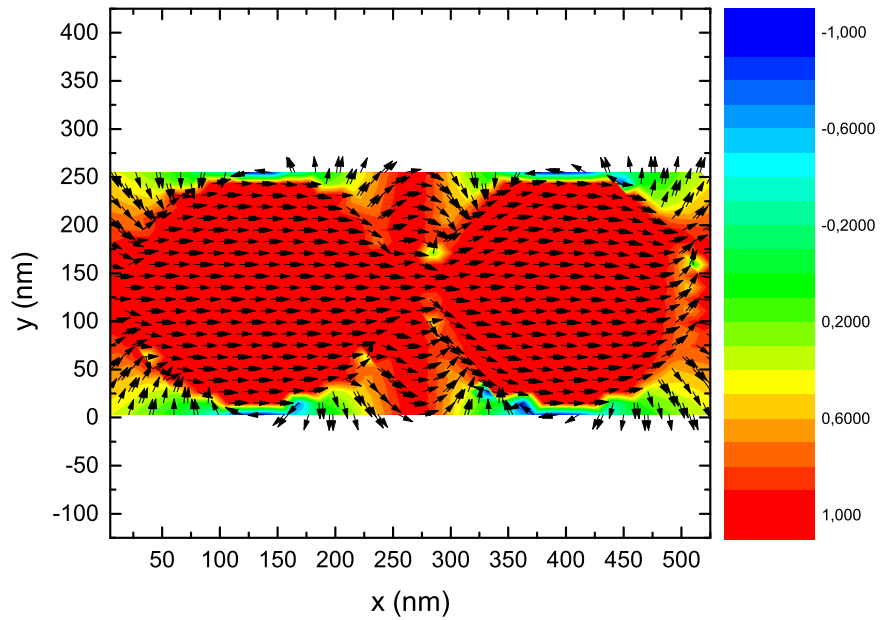


(a)

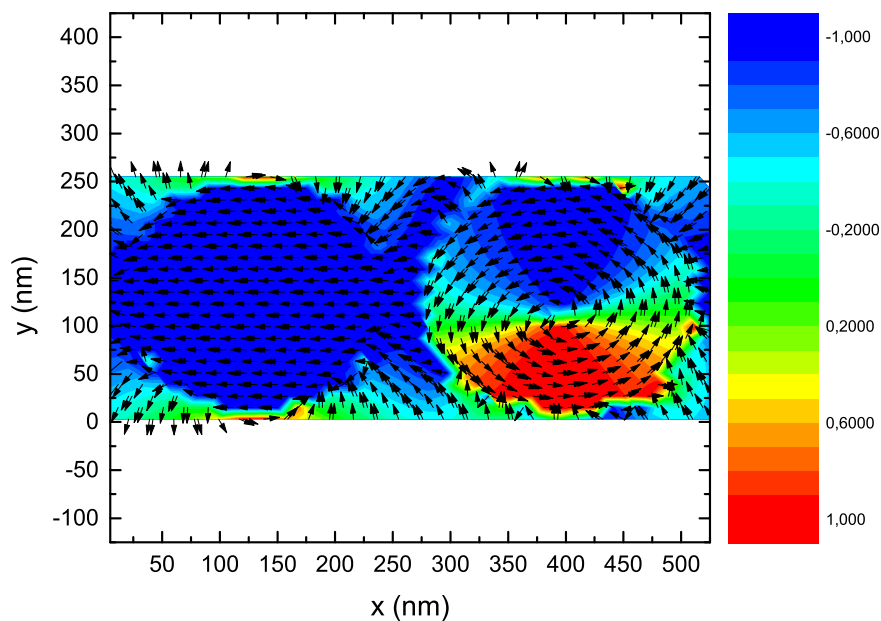


(b)

Figura 5.15: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D = 240$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 24$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z .

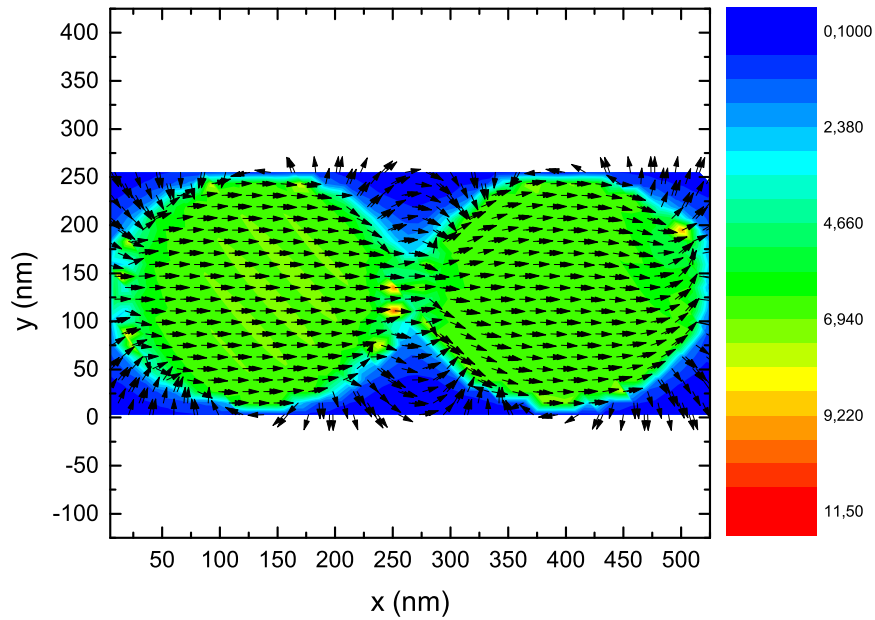


(a)

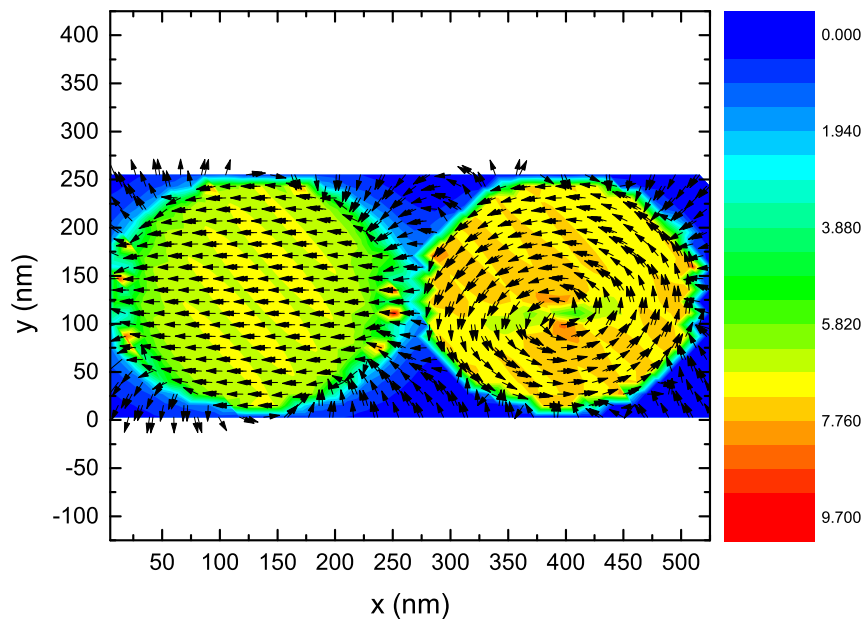


(b)

Figura 5.16: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D = 240$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 24$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy .



(a)



(b)

Figura 5.17: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D = 240$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 24$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy .

A fase magnética vórtice, como visto no capítulo 3, acontece quando há um fechamento do fluxo dos momentos magnéticos no plano, resultando em uma magnetização resultante nula no plano xy [38]. Tal fase não é de interesse para o uso destes nanoelementos em dispositivos de portas lógicas magnéticas, mas que poderá ser objeto de estudo com relação a sua chiralidade ou o deslocamento do vórtice.

Para a configuração cujos nanoelementos estão alinhados paralelamente ao eixo x , surgiram 3 fases magnéticas, que foram domínio (D), vórtice (V) e C (C). Expressamos os resultados para os diâmetros e espaçamentos já citados, para uma altura fixa de $h = 9$ nm, através do diagrama de fases da Figura 5.18. Estamos interessados que a direção da magnetização do nanoelemento da direita sofra reversão quando a direção da magnetização do nanoelemento da esquerda inverter. Para a geometria cilíndrica com a configuração dos nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo x , houve somente três situações de reversão na direção da magnetização do nanoelemento da direita. Com isto, expressamos os resultados, para as situações de haver ou não a reversão, através do diagrama de reversão da figura 5.19.

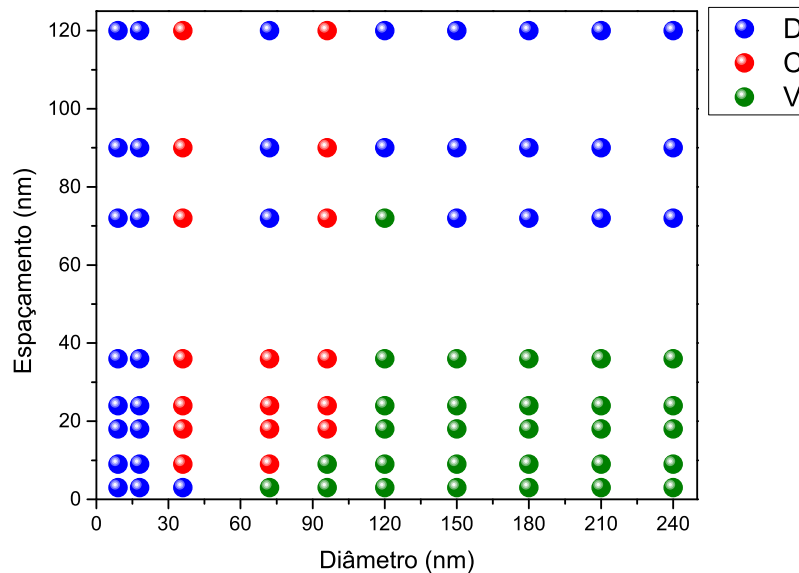


Figura 5.18: Diagrama de fases magnéticas para nanoelementos cilíndricos de Fe acoplados com altura $h = 9$ nm, alinhados paralelamente ao eixo x . As siglas da legenda são: D para Domínio, representada pela cor azul, C para fase C, representada pela cor vermelha e V para vórtice, representada pela cor verde. Os diâmetros e os espaçamentos utilizados para construção deste diagrama estão expressos nas Tabelas 5.1 e 5.2.

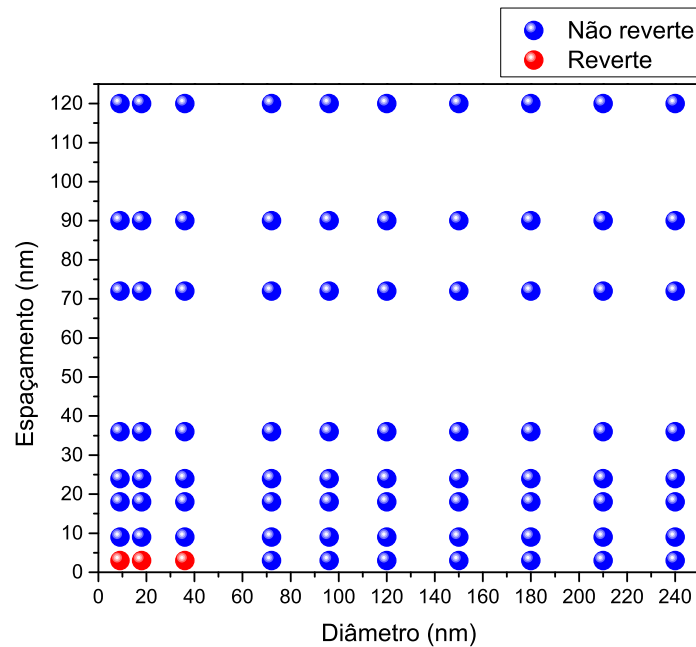


Figura 5.19: Diagrama de reversão para nanoelementos cilíndricos de Fe acoplados com altura $h = 9$ nm, alinhados paralelamente ao eixo x . A legenda indica que houve reversão na direção da magnetização, na cor vermelha e que não houve reversão na cor azul.

5.2.2 Alinhamento em y

Seguindo com as simulações, agora referente ao alinhamento dos nanoelementos na direção y , para os diâmetros $D = 9$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm, há reversão na direção da magnetização com a reversão do campo externo mantendo a fase de domínio. A curva de magnetização é apresentada na Figura 5.20, onde podemos observar que os valores da magnetização são bem próximos de zero e aproximadamente simétricos na descida e na subida. Na Figura 5.25, temos o mapa dos momentos magnéticos de ambos os nanoelementos, quando o campo magnético externo está aplicado no sentido (a) positivo e (b) negativo do eixo x . O campo externo foi aplicado no nanoelemento da esquerda. Observe que há a reversão na direção da magnetização do nanoelemento da direita quando o campo magnético sofre inversão no seu sentido. Os mapas da direção e da intensidade do campo dipolar para o ponto de saturação e de remanência são mostrados, respectivamente, nas Figuras 5.22 e 5.23 através das linhas de campo.

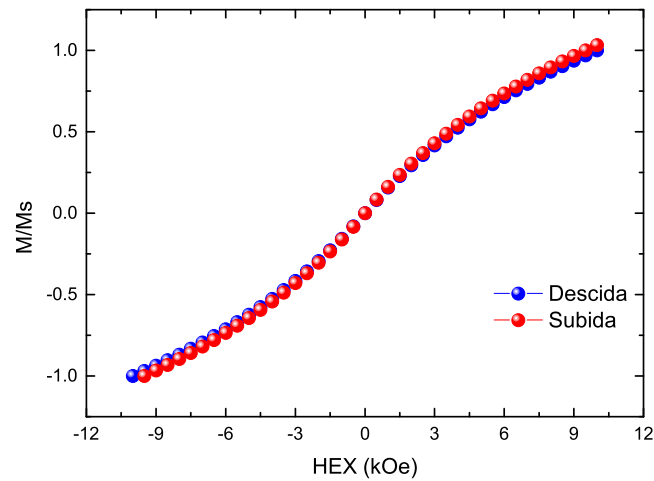


Figura 5.20: Curva de magnetização global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetro $D = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm.

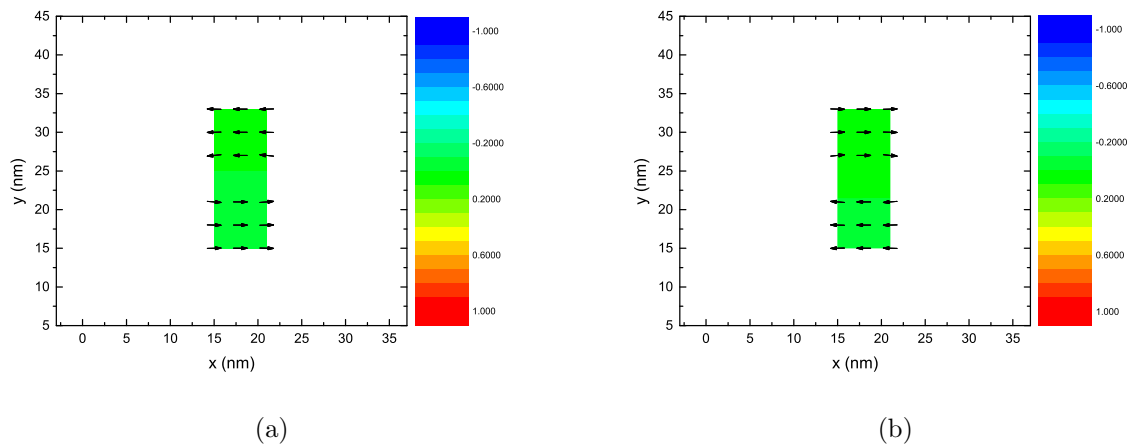
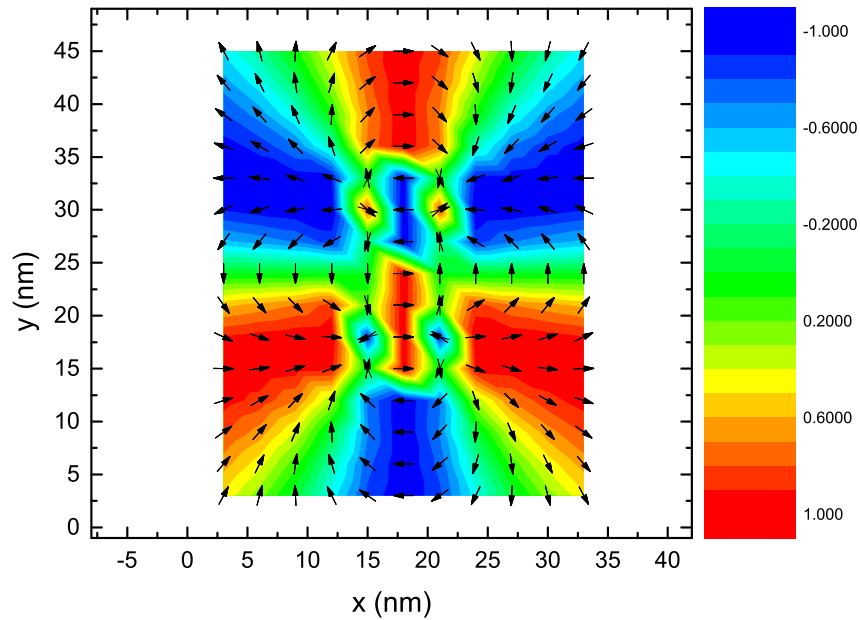
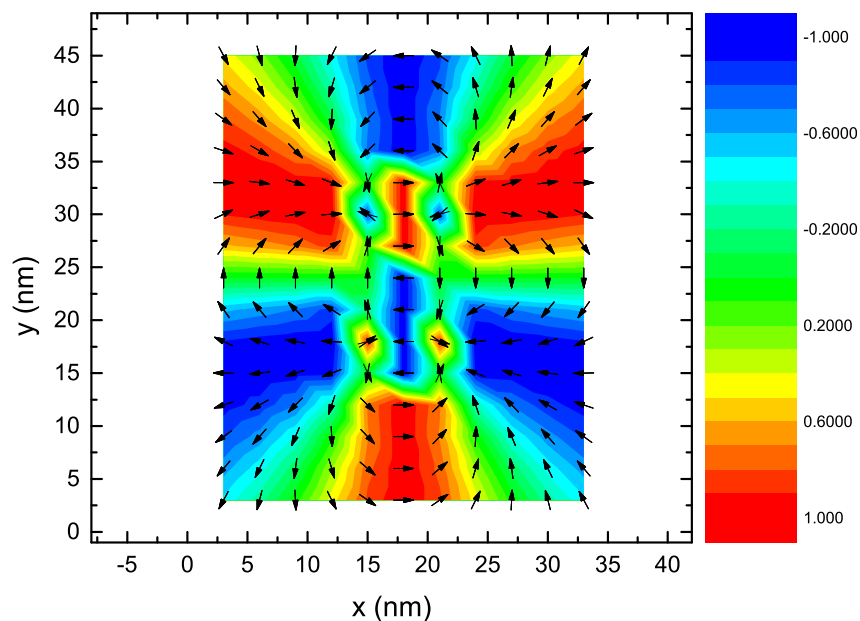


Figura 5.21: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D = 9$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z .

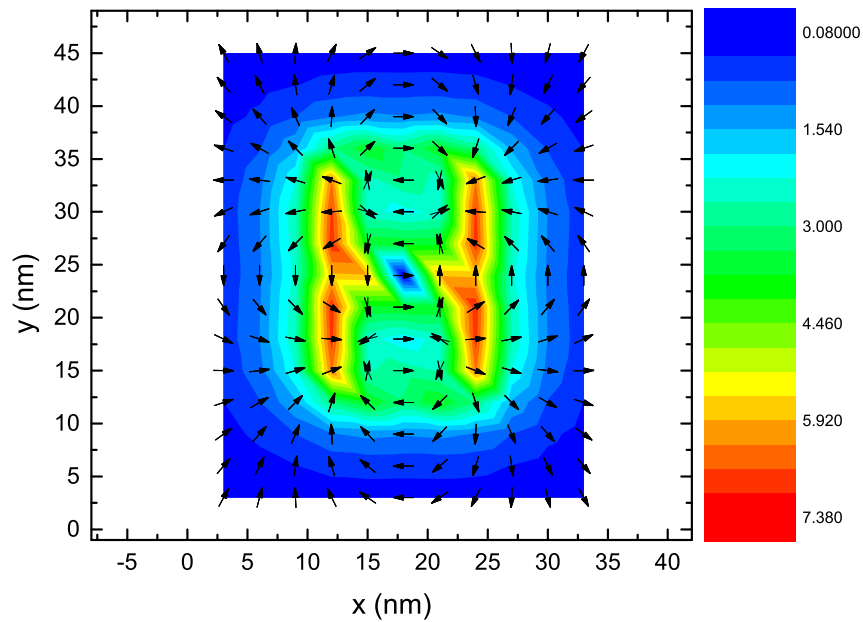


(a)

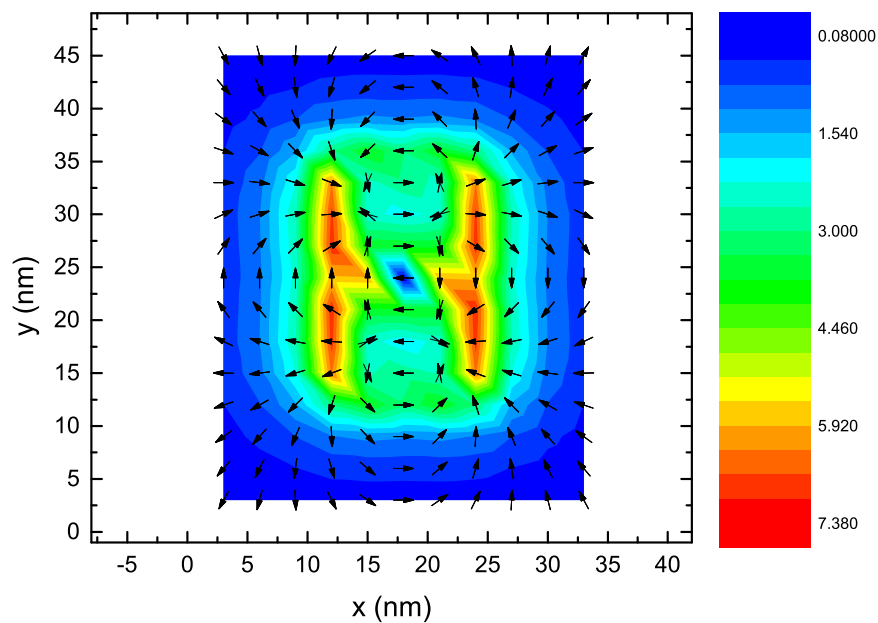


(b)

Figura 5.22: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D = 9$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy .



(a)



(b)

Figura 5.23: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D = 9$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 3$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy .

Para a configuração dos nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo y , somente um resultado houve reversão, o qual foi apresentado anteriormente. Apresentamos agora o resultado para nanoelementos com diâmetro $D = 72$ nm e espaçamento $E = 36$ nm. A curva de histerese global pode ser observada através da Figura 5.24. Deve-se observar que a magnetização na descida ela tem uma diminuição brusca no seu valor e se aproxima muito de zero.

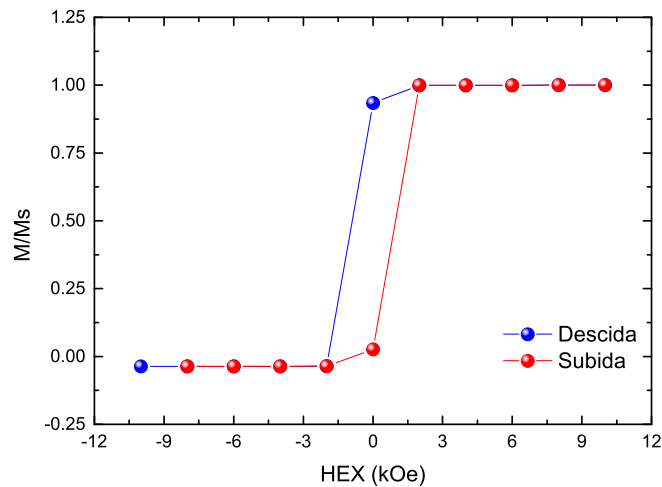
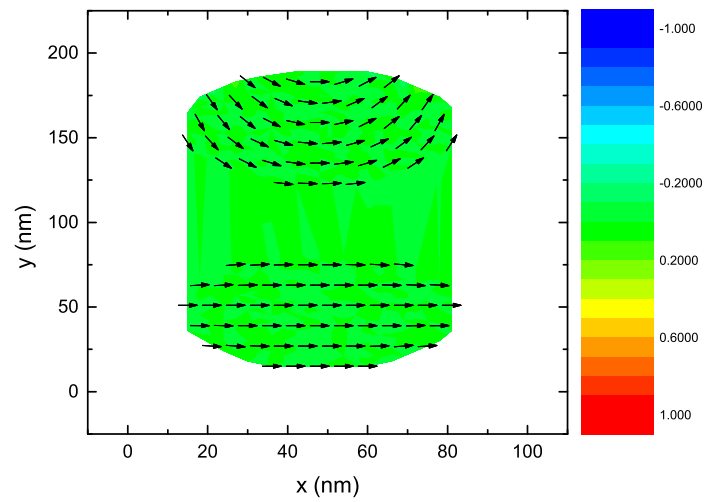
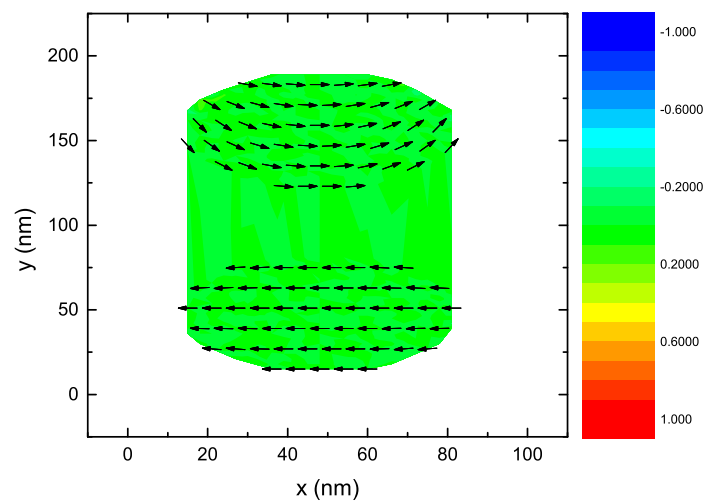


Figura 5.24: Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetro $D = 72$ nm e espaçamento $E = 36$ nm.

Para entender esse comportamento, a Figura 5.25 nos mostra duas situações. Em (a), o campo magnético externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e em (b) no sentido negativo. O campo externo foi aplicado no nanoelemento de baixo. Assim, com base em (a), observamos que há uma magnetização resultante em duas direções, o que explica um valor inicial da magnetização, já que este primeiro gráfico é referente ao ponto de saturação. Porém, quando o campo externo atinge a sua intensidade máxima no sentido negativo do eixo x , em (b) observamos que a magnetização resultante na direção x se anula, resultando somente na direção y um valor muito próximo de zero.



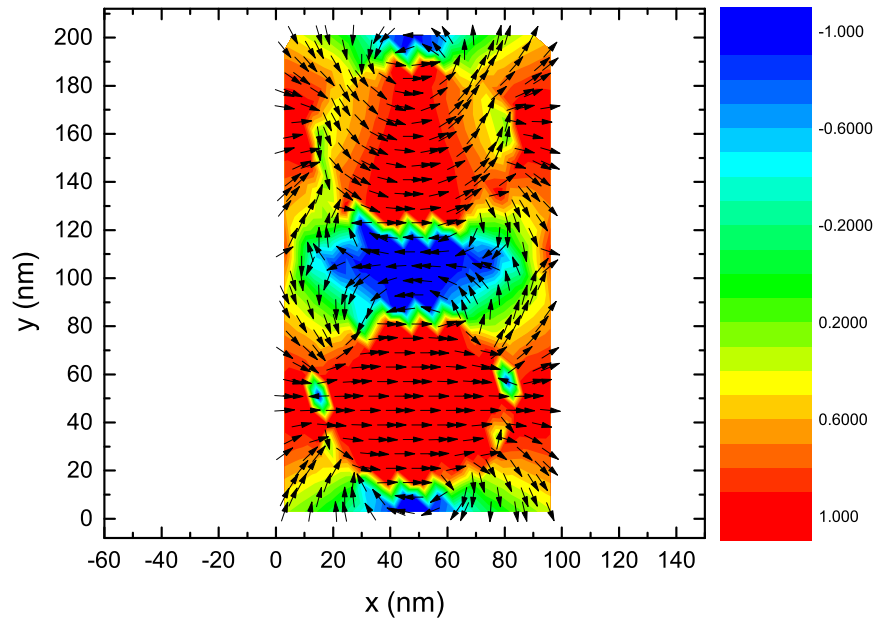
(a)



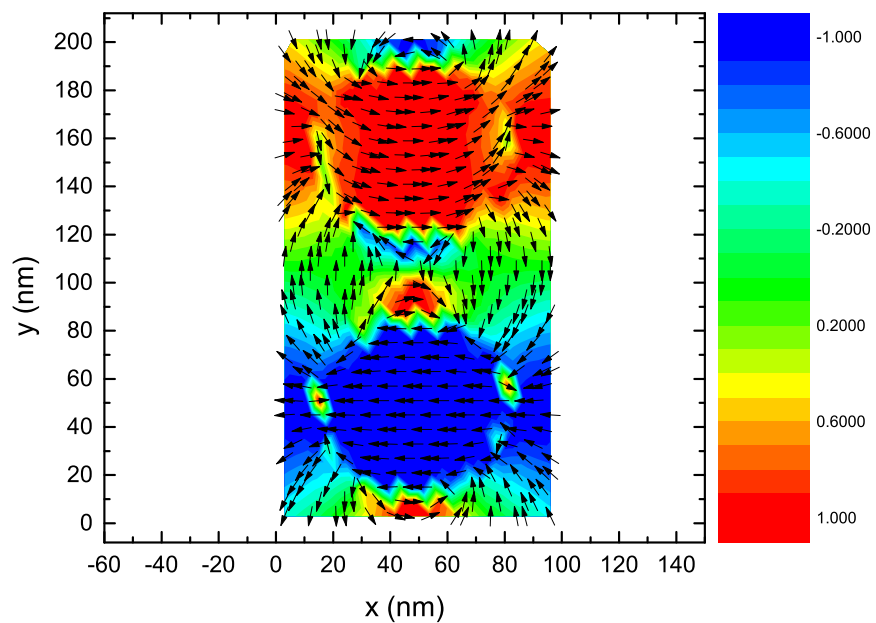
(b)

Figura 5.25: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D = 72$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 36$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z .

Os mapas da direção e da intensidade do campo dipolar para o ponto de saturação e de remanência são mostrados, respectivamente, nas Figuras 5.26 e 5.27 através das linhas de campo.

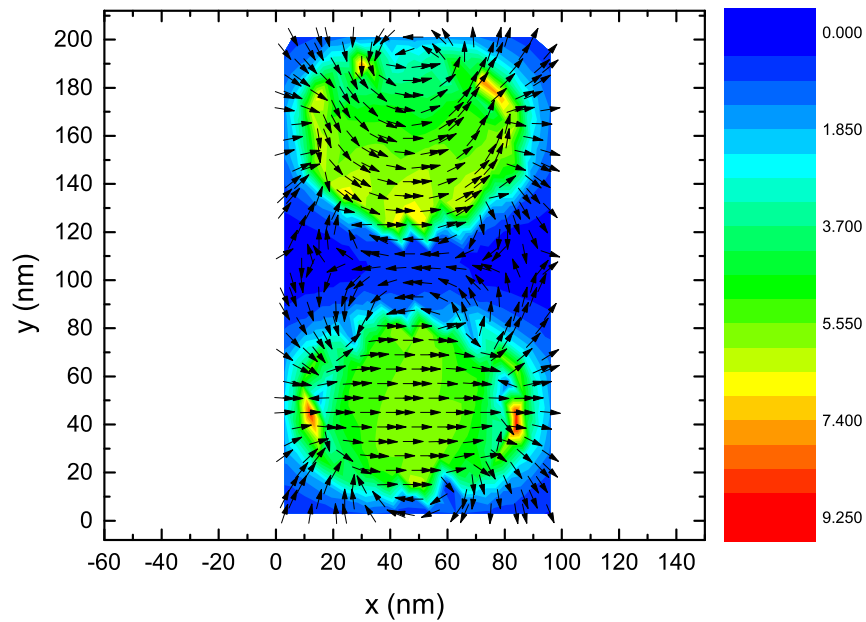


(a)

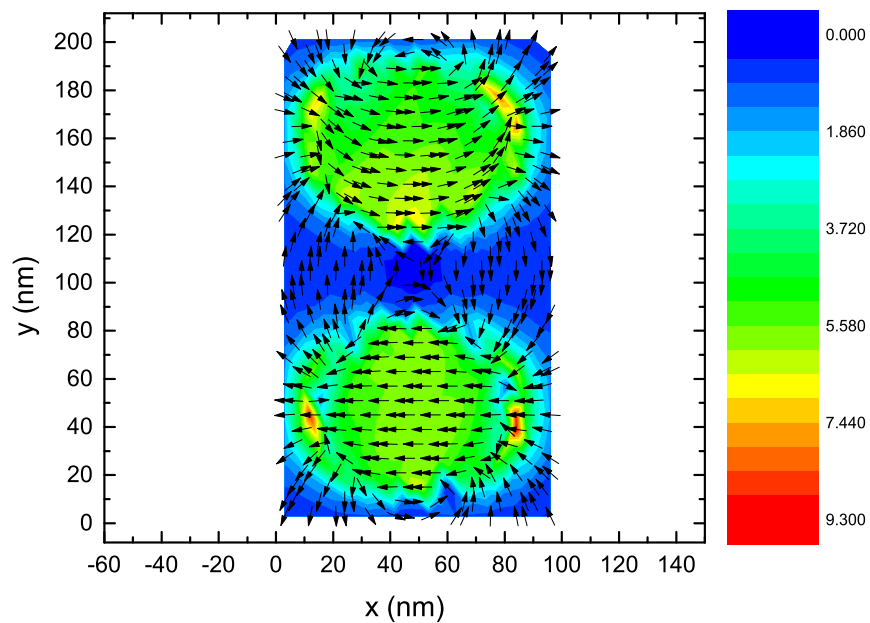


(b)

Figura 5.26: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D = 72$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 36$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy .



(a)



(b)

Figura 5.27: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D = 72$ nm, altura $h = 9$ nm e espaçamento $E = 36$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy .

Expressamos nossos resultados para a configuração dos nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo y , com os diâmetros e espaçamentos expressos nas Tabelas 5.1 e 5.2 através do diagrama de fases magnéticas na Figura 5.28, onde podemos observar que foram encontradas três fases, que são: domínio, C e vórtice.

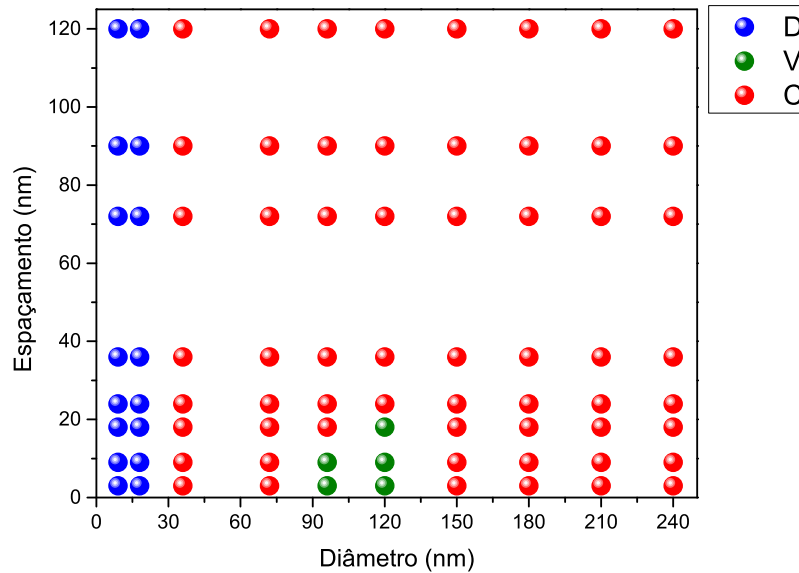


Figura 5.28: Diagrama de fases magnéticas para nanoelementos cilíndricos de Fe acoplados com altura $h = 9$ nm, alinhados paralelamente ao eixo y . As siglas da legenda são: D para Domínio, representada pela cor azul, C para fase C, representada pela cor vermelha e V para vórtice, representada pela cor verde. Os diâmetros e os espaçamentos utilizados para construção deste diagrama estão expressos nas Tabelas 5.1 e 5.2.

Como citado anteriormente, para essa configuração de alinhamento, somente um resultado apresentou reversão na direção da magnetização. Desta forma, apresentamos um diagrama de reversão do espaçamento em função do diâmetro através da Figura 5.29.

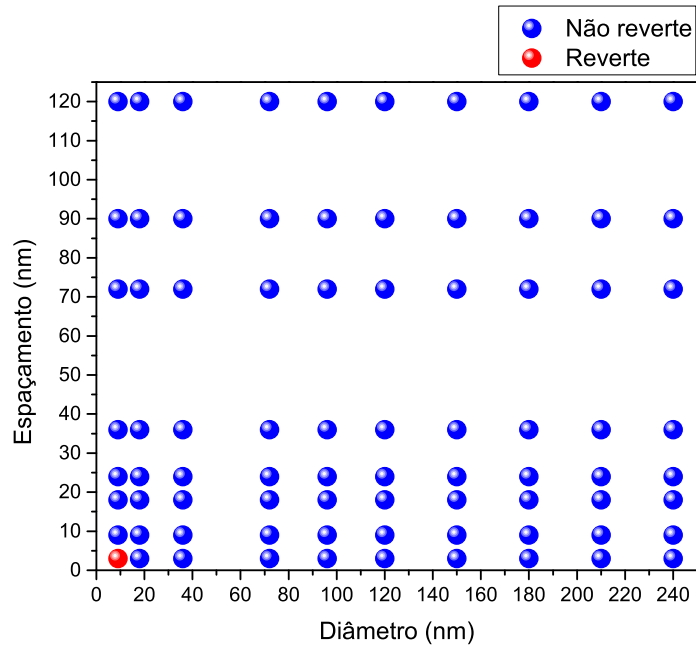


Figura 5.29: Diagrama de reversão para nanoelementos cilíndricos de Fe acoplados com altura $h = 9$ nm, alinhados paralelamente ao eixo y . A legenda indica que houve reversão na direção da magnetização, na cor vermelha e que não houve reversão na cor azul.

Em busca de obter a reversão da magnetização do segundo nanoelemento, resolvemos mudar a altura para $h = 18$ nm e repetir as simulações para os diâmetros e espaçamentos expressos nas Tabelas 5.1 e 5.2. Mas quando aumentamos a altura dos nanoelementos, há um emaranhado quando são feitos os mapas de spins. Assim, podemos fazer um gráfico tridimensional e observar se há ou não a reversão na direção da magnetização.

Para os nanoelementos alinhados no eixo x com diâmetro $D = 9$ nm e espaçamento $E = 36$ nm, os mapas de spins são apresentados através da Figura 5.30, quando o campo externo está aplicado no sentido positivo da direção x , e que devido a altura ser maior que o diâmetro, os momentos magnéticos do nanoelemento da direita apontam para fora do plano xy , e da Figura 5.31, quando está aplicado no sentido negativo, onde a magnetização do nanoelemento da direita não sofre mudança. O campo externo foi aplicado no nanoelemento da direita. Desta forma, não há reversão na direção da magnetização.

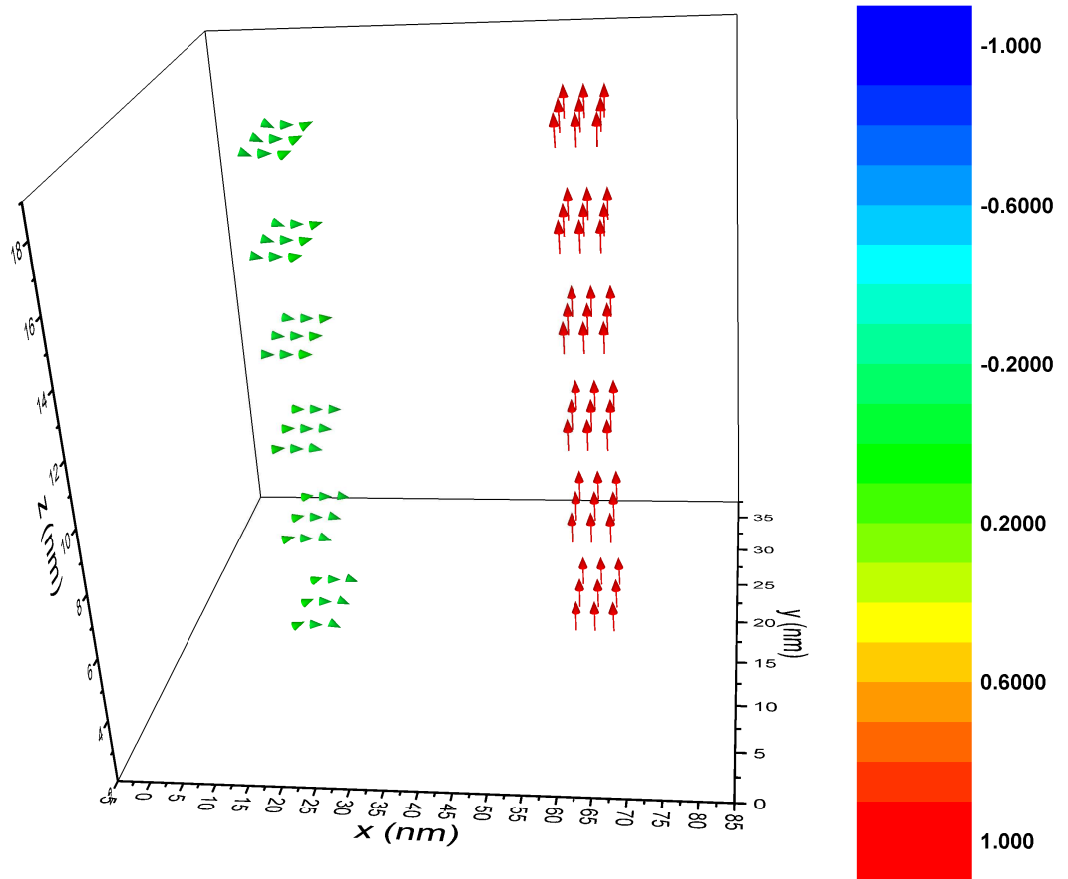


Figura 5.30: Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo x , com diâmetros $D = 9$ nm, alturas $h = 18$ nm e espaçamento $E = 36$ nm, com campo externo aplicado no sentido positivo da direção x . A escala de cores representa a direção dos momentos magnéticos em relação ao eixo z .

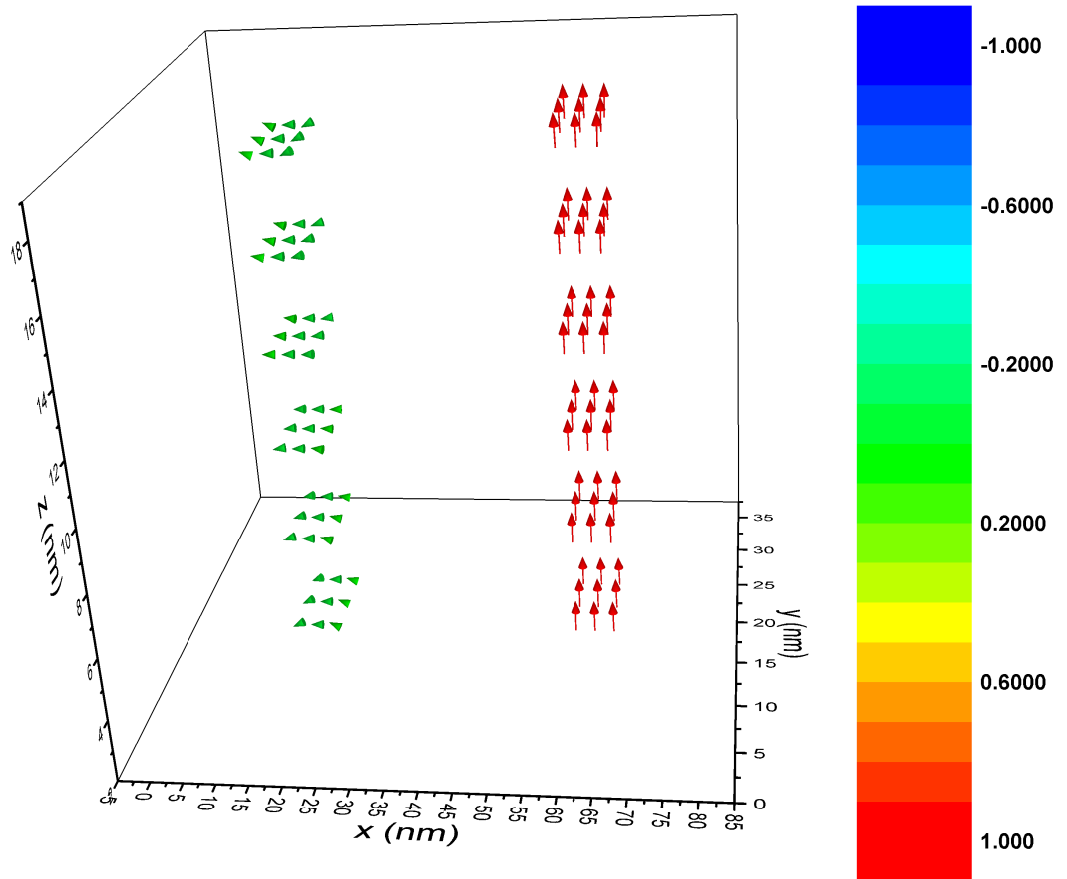


Figura 5.31: Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo x , com diâmetros $D = 9$ nm, alturas $h = 18$ nm e espaçamento $E = 36$ nm, com campo externo aplicado no sentido negativo da direção x . A escala de cores representa a direção dos momentos magnéticos em relação ao eixo z .

Para os nanoelementos alinhados no eixo y com diâmetro $D = 18$ nm e espaçamento $E = 3$ nm, os mapas de spins são apresentados através da Figura 5.32, quando o campo externo está aplicado no sentido positivo da direção x e da Figura 5.33 quando está aplicado no sentido negativo. O campo externo foi aplicado no nanoelemento de baixo. Embora alguns momentos magnéticos do nanoelemento de cima tenham uma componente na direção y , ainda há reversão na direção da magnetização quando o sentido do campo é invertido.

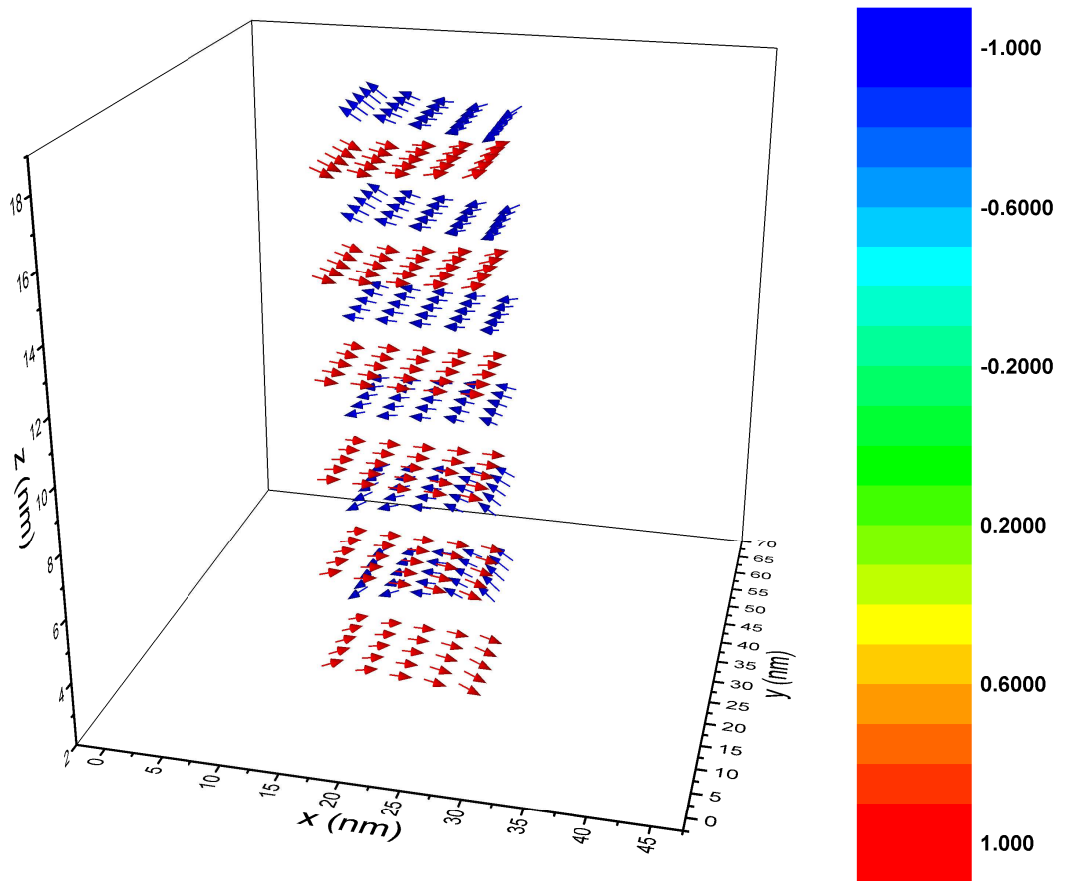


Figura 5.32: Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo y , com diâmetro $D = 18$ nm, altura $h = 18$ nm e espaçamento $E = 3$ nm, com campo externo aplicado no sentido positivo da direção x . A escala de cores representa o sentido dos momentos magnéticos em relação a direção x .

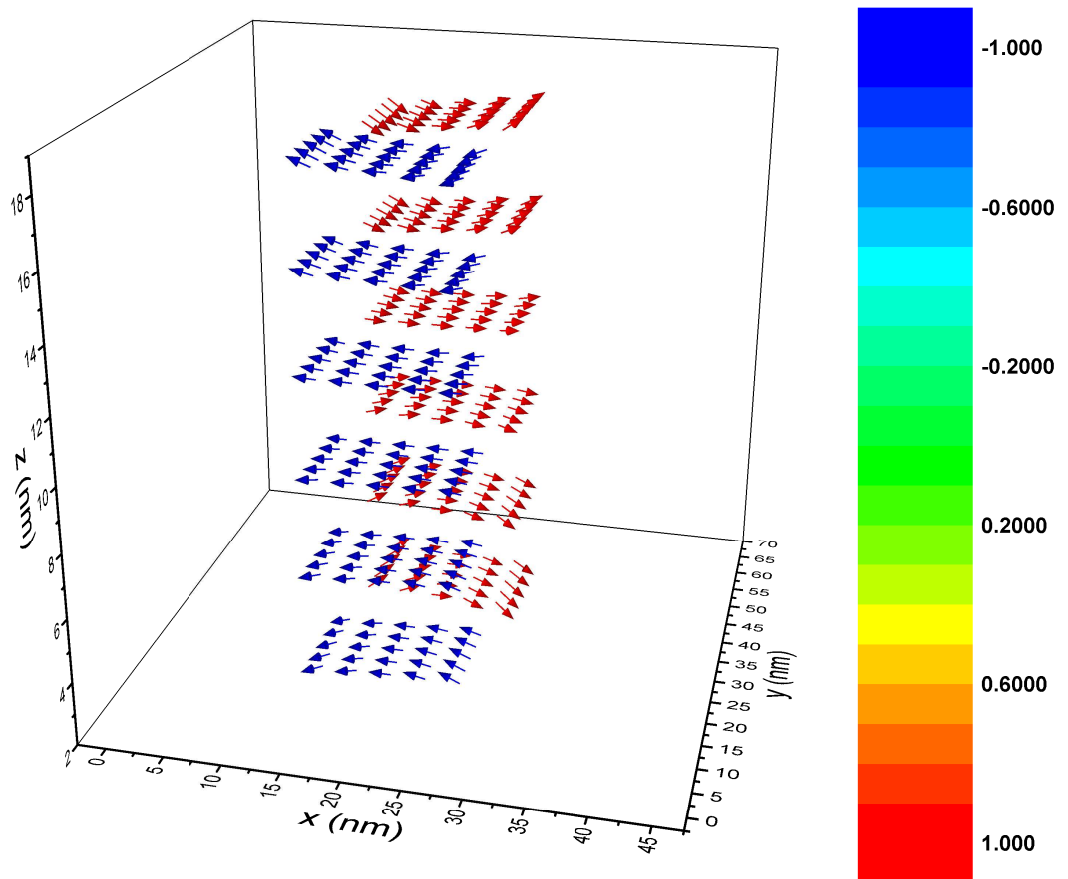


Figura 5.33: Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo y , com diâmetros $D = 18$ nm, alturas $h = 18$ nm e espaçamento $E = 3$ nm, com campo externo aplicado no sentido negativo da direção x . A escala de cores representa o sentido dos momentos magnéticos em relação a direção x .

Finalizamos essa seção apresentando os diagramas de reversão através da Figura 5.34, onde os nanoelementos estão alinhados paralelamente ao eixo (a) x e (b) y .

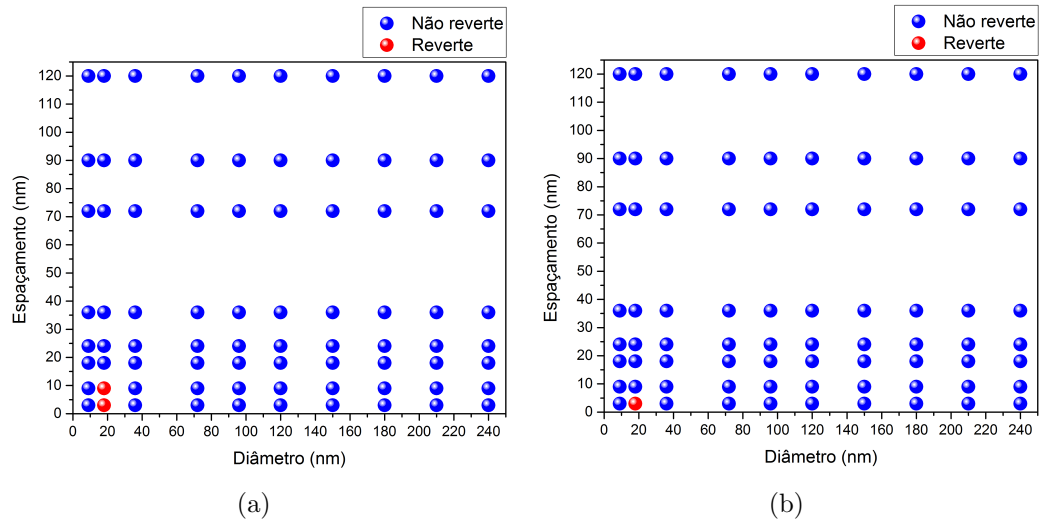


Figura 5.34: As figuras representam o diagrama de reversão para nanoelementos cilíndricos com altura $h = 18$ nm acoplados paralelamente ao eixo (a) x e (b) y . A legenda indica que houve reversão na direção da magnetização, na cor vermelha e que não houve reversão na cor azul.

Os nanoelementos com geometria cilíndrica mostraram-se inadequados para a aplicação em portas lógicas magnéticas, pois foram raras as situações em que houve reversão na direção da magnetização do nanoelemento que não interage com o campo externo, como pode ser observado nas Figuras 5.19, 5.29 e 5.34.

5.3 Nanoelementos Elípticos Isolados

Nesta seção, apresentamos os resultados das simulações realizadas para a geometria elíptica. Os nanoelementos elípticos apresentam uma anisotropia de forma, a qual a direção preferencial passa a ser na direção do eixo maior. O campo externo foi aplicado na direção x , bem como a direção da anisotropia. Apresentamos, para os diâmetros $D_x = 150$ nm e $D_x = 330$ nm, onde o diâmetro D_y é a metade de D_x . A Figura 5.35 apresenta a curva de magnetização em remanência para os nanoelementos citados anteriormente, onde em (a) podemos observar que o valor da magnetização não sofre mudança, o que caracteriza uma fase domínio. Por outro lado, em (b), temos que a magnetização sofre uma queda brusca e indo a zero, o que caracteriza uma fase vórtice. Para confirmar a previsão a respeito das fases magnéticas, apresentamos na Figura 5.36 a configuração magnética em remanência para as dimensões citadas anteriormente. Observe em (a) um comportamento uniforme dos

momentos magnéticos e em (b) um fechamento do fluxo dos momentos magnéticos formando um vórtice como previsto. Os mapas da direção e da intensidade do campo dipolar para o ponto de saturação e de remanência são mostrados, respectivamente, nas Figuras 5.26 e 5.27 através das linhas de campo.

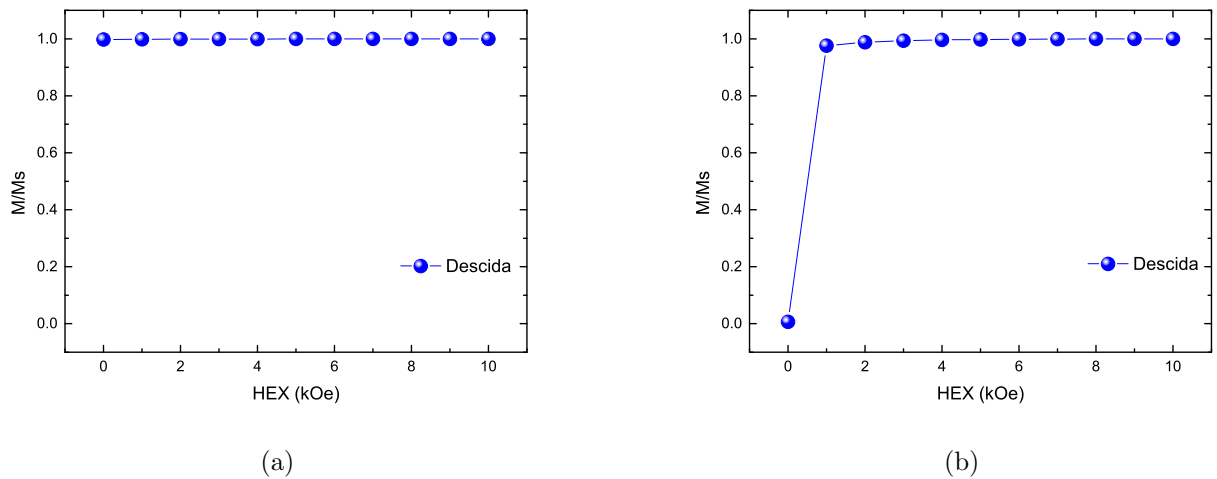


Figura 5.35: Curva de magnetização em remanência de um nanoelemento isolado de diâmetro (a) $D_x = 150$ nm, $D_y = 75$ nm e (b) $D_x = 165$ nm, $D_y = 330$ nm, com altura $h = 9$ nm.

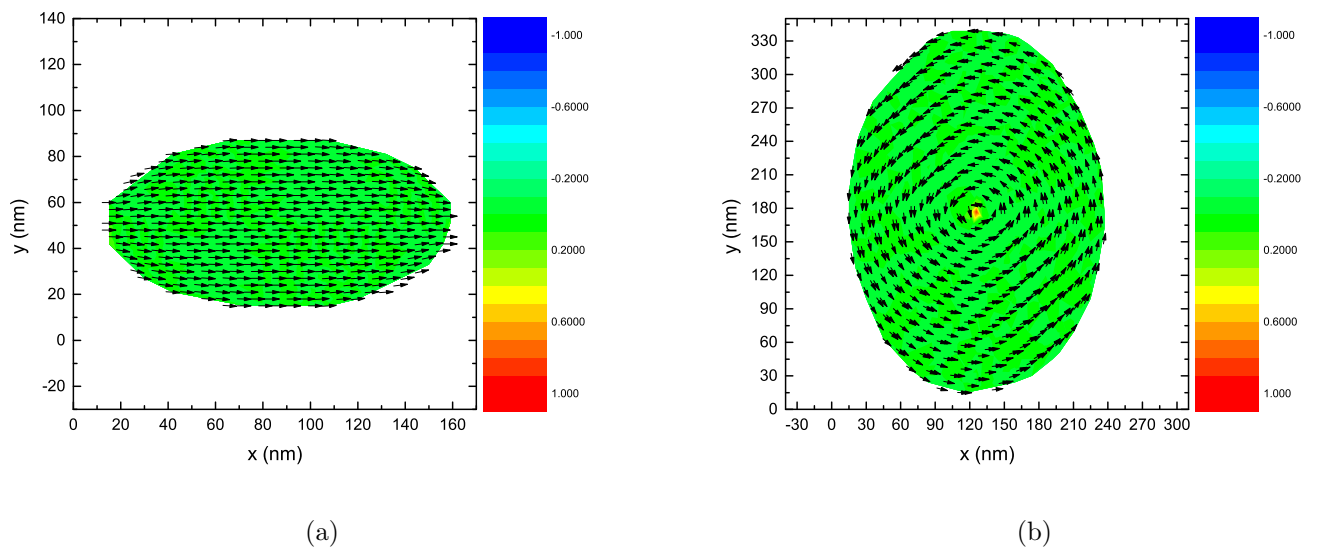


Figura 5.36: Configuração magnética em remanência de um nanoelemento isolado de diâmetro a) $D_x = 150$ nm, $D_y = 75$ nm e (b) $D_x = 165$ nm, $D_y = 330$ nm, com altura $h = 9$ nm. A escala de cores indica a direção da magnetização em relação ao eixo z .

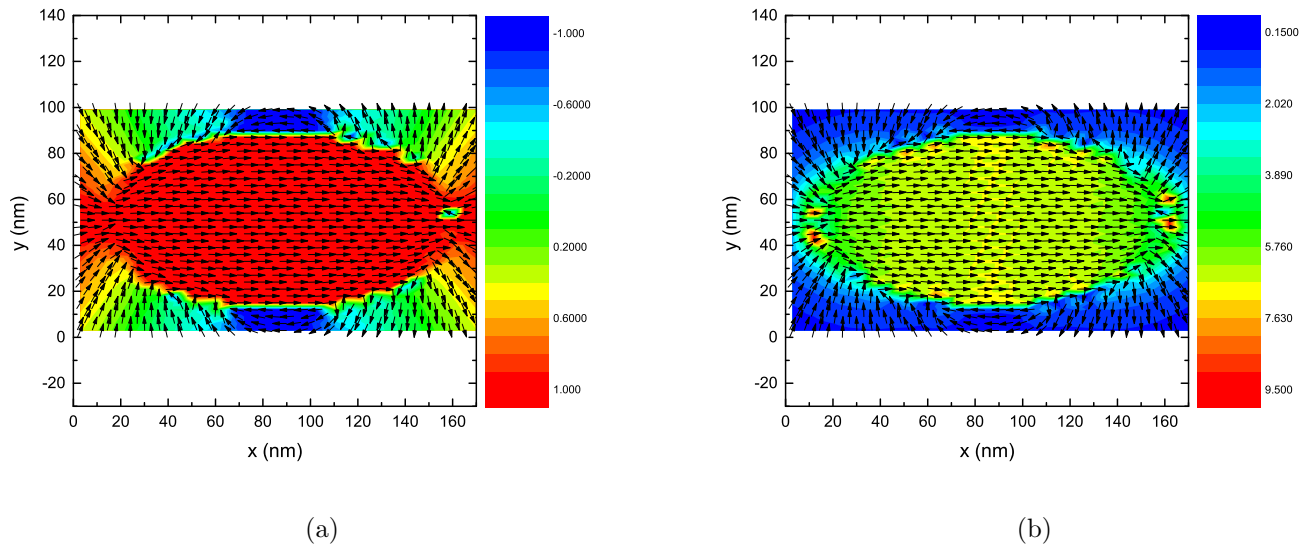


Figura 5.37: (a) Apresenta o mapa de campo dipolar e (b) apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar referentes a um nanoelemento isolado com diâmetro $D_x = 150$ nm, $D_y = 75$ nm e altura $h = 9$ nm. A escala de cores representa, respectivamente, a direção do campo no plano xy e a intensidade do campo dipolar.

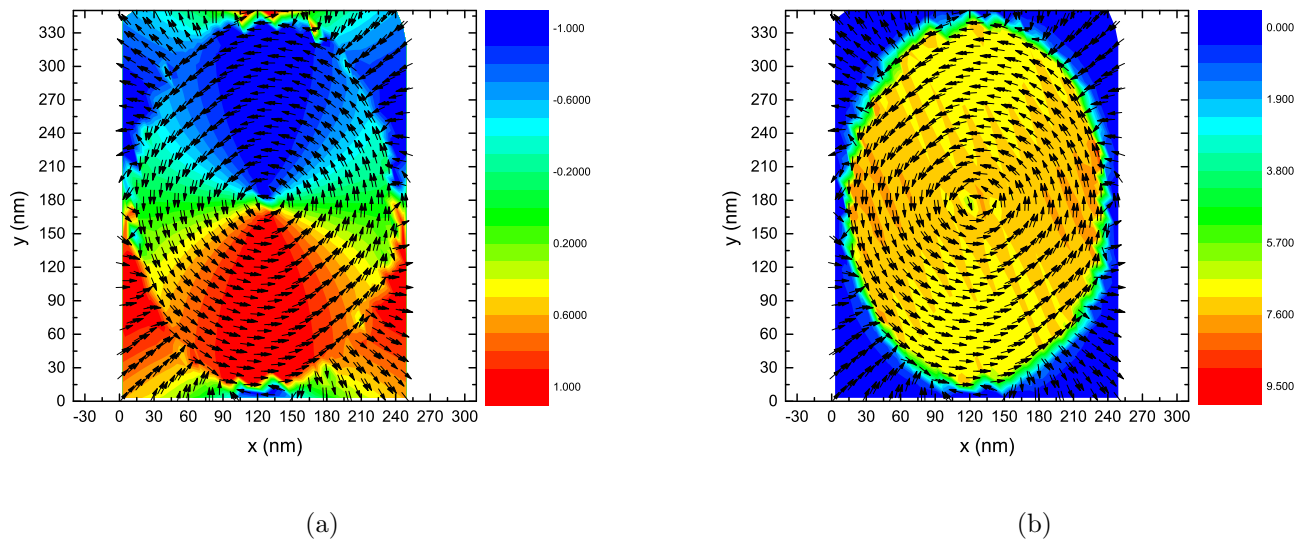


Figura 5.38: (a) Apresenta o mapa de campo dipolar e (b) apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar referentes a um nanoelemento isolado com diâmetro $D_x = 330$ nm, $D_y = 165$ nm e altura $h = 9$ nm. A escala de cores representa, respectivamente, a direção do campo no plano xy e a intensidade do campo dipolar.

De acordo com a Figura 3.4, podemos observar as principais fases magnéticas que

surtem em nanoelementos elípticos isolados. Devido o alongamento em um dos eixos, há um espaço maior para a formação de mais de um vórtice no nanoelemento e, conseqüentemente, um aumento na energia de anisotropia de forma. Como para estas dimensões o nanoelemento apresenta vórtice, o mesmo não serve para ser usado como porta lógica.

5.4 Nanoelementos Elípticos Acoplados

Estudaremos agora nanoelementos acoplados cuja geometria é a elíptica. Foram realizadas simulações para as duas configurações já mencionadas anteriormente para os espaçamentos $E = 3$ nm, 6 nm e 18 nm. As Tabelas 5.3 e 5.4 apresentam os valores utilizados para os diâmetros e alturas. Mais uma vez estamos interessados em observar a relação entre diâmetro, altura e espaçamento dos nanoelementos para que ocorra a reversão da direção da magnetização do nanoelemento que não interage com o campo externo.

Diâmetro (nm)						
9	12	15	18	24	30	36

Tabela 5.3: Tabela com os diâmetros utilizados para a geometria elíptica.

Altura (nm)					
3	9	12	18	24	30

Tabela 5.4: Tabela com as alturas utilizadas para a geometria elíptica.

5.4.1 Espaçamento $E = 3$ nm

Para nanoelementos acoplados no eixo x , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, é apresentada a curva de magnetização global através da Figura 5.39, onde observamos que o valor da magnetização permanece o mesmo tanto para o campo aplicado em um sentido quanto no outro. Isso é um indício que houve reversão na direção da magnetização.

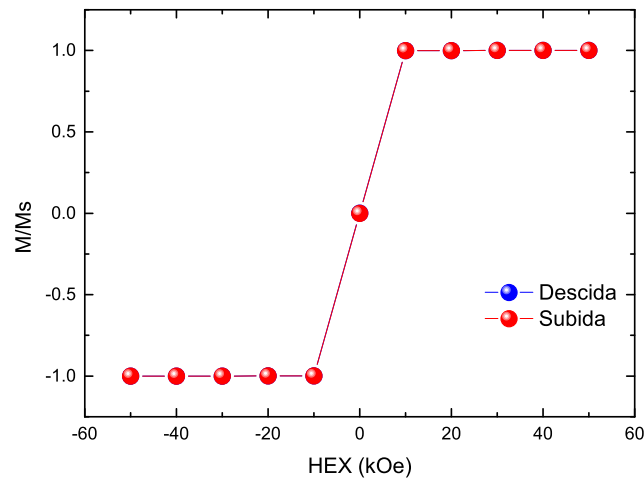


Figura 5.39: Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetro $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm.

A Figura 5.40 nos mostra duas situações, em que (a) corresponde ao mapa dos momentos magnéticos para a saturação e (b) para o sentido do campo magnético invertido, onde observamos que houve a reversão. Os mapas da direção e da intensidade do campo dipolar para o ponto de saturação e de remanência são mostrados, respectivamente, nas Figuras 5.41 e 5.42 através das linhas de campo.

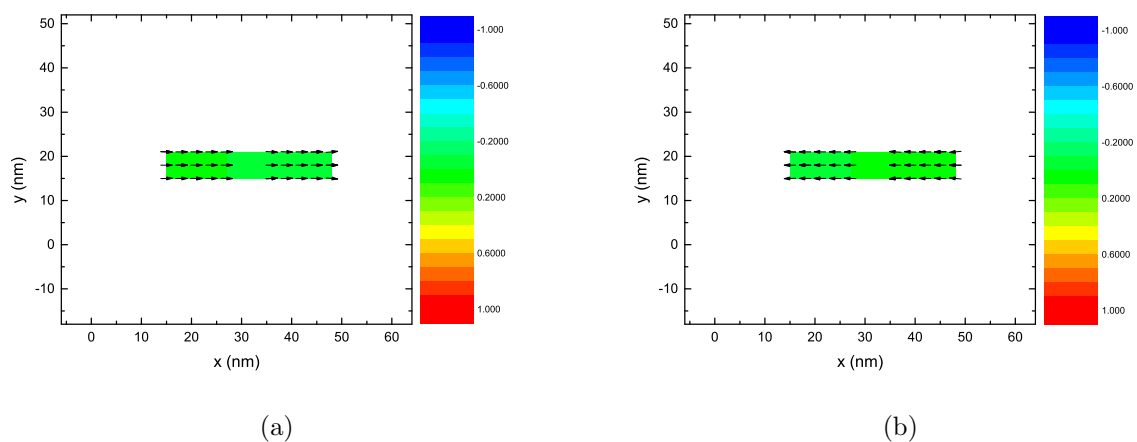
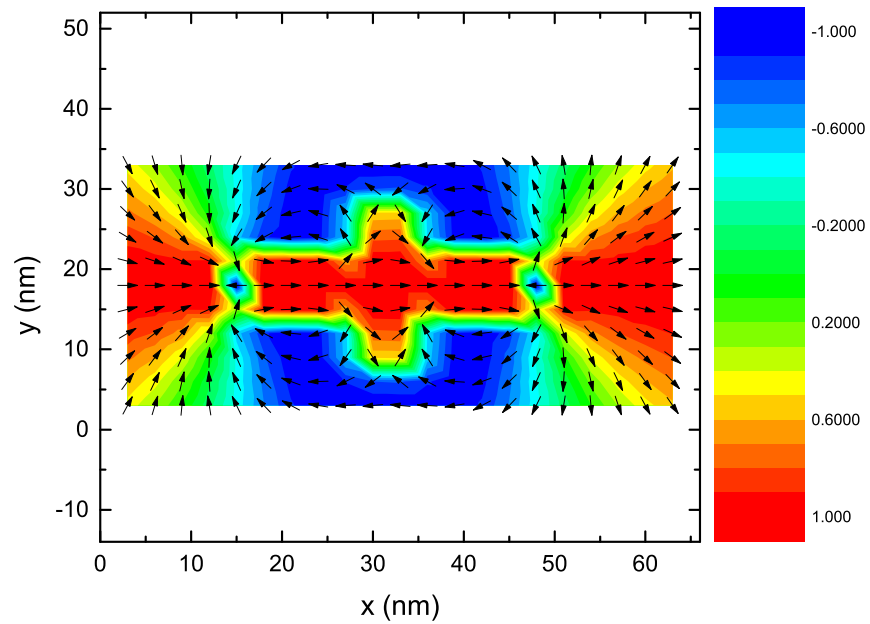
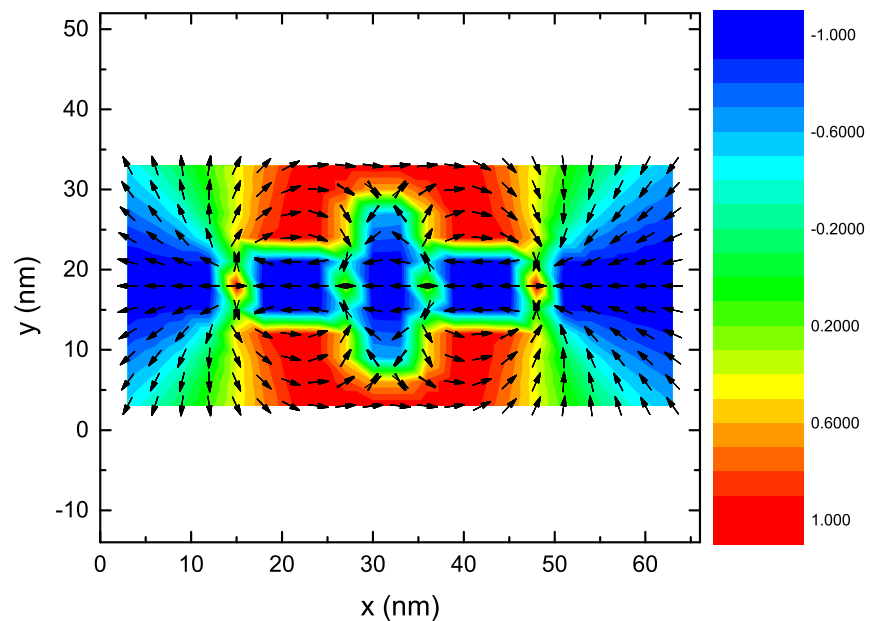


Figura 5.40: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z .

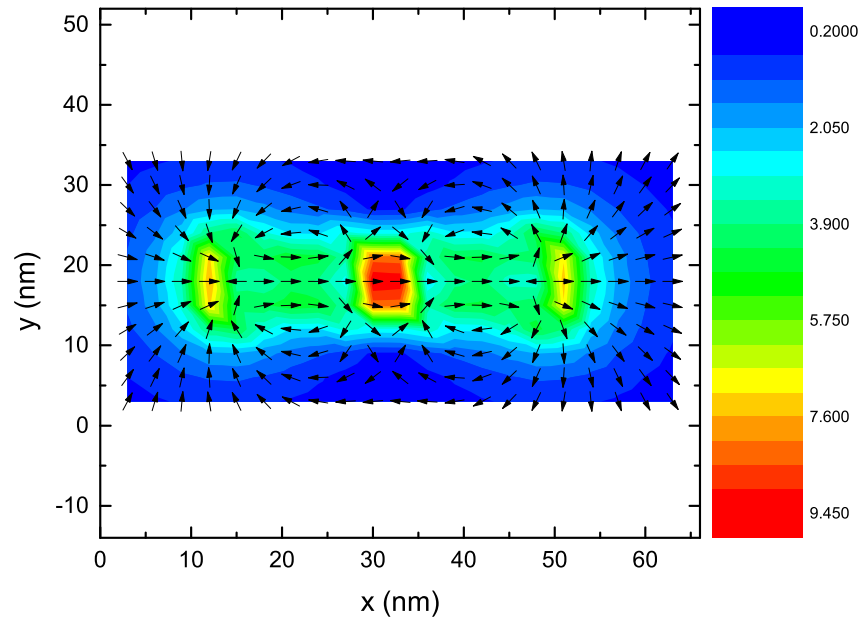


(a)

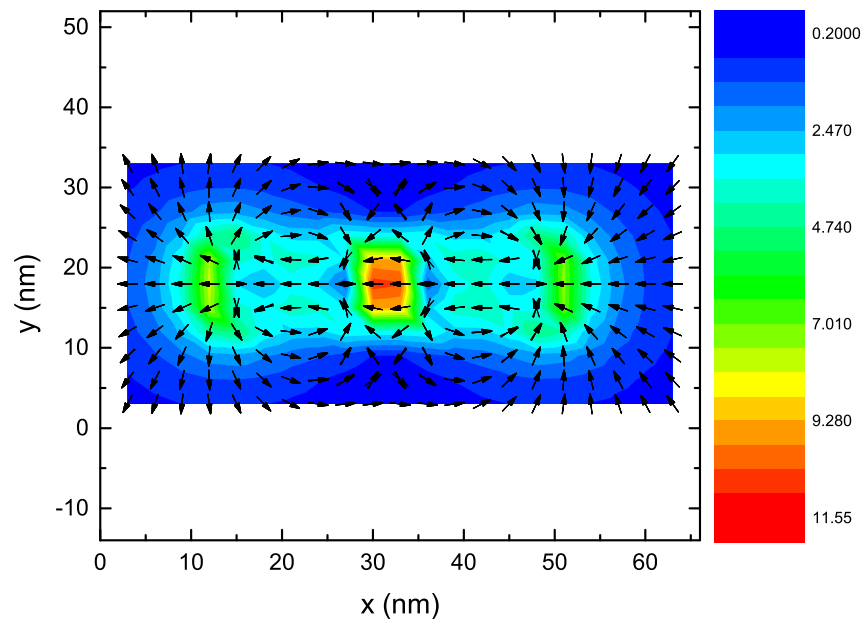


(b)

Figura 5.41: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy .



(a)



(b)

Figura 5.42: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy .

Para nanoelementos acoplados no eixo y , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, é apresentada a curva de magnetização global através da Figura 5.43, onde observamos que o valor da magnetização permanece o mesmo tanto para o campo aplicado em um sentido quanto no outro. Isso é um indício que houve reversão na direção da magnetização.

A Figura 5.44 nos mostra o mapa dos momentos magnéticos que corresponde (a) a saturação e (b) quando o sentido do campo é invertido, onde observamos que houve a reversão. Os mapas da direção e da intensidade do campo dipolar para o ponto de saturação e de remanência são mostrados, respectivamente, nas Figuras 5.45 e 5.46 através das linhas de campo.

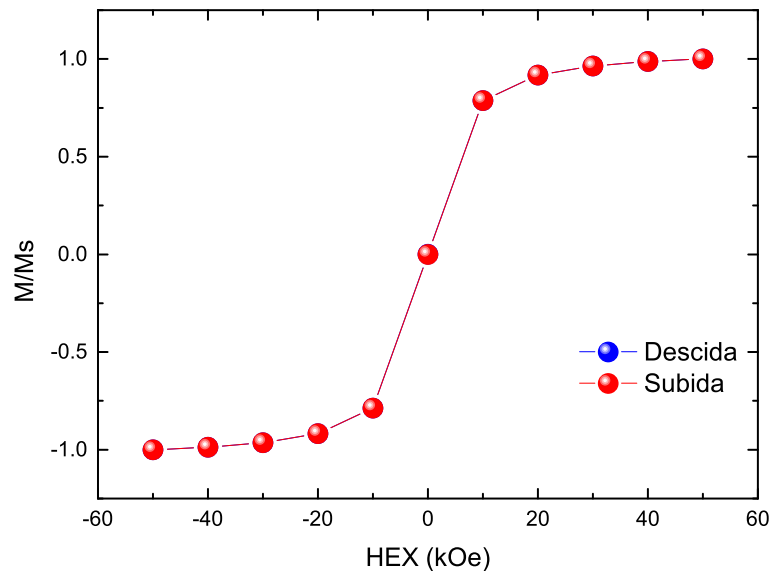
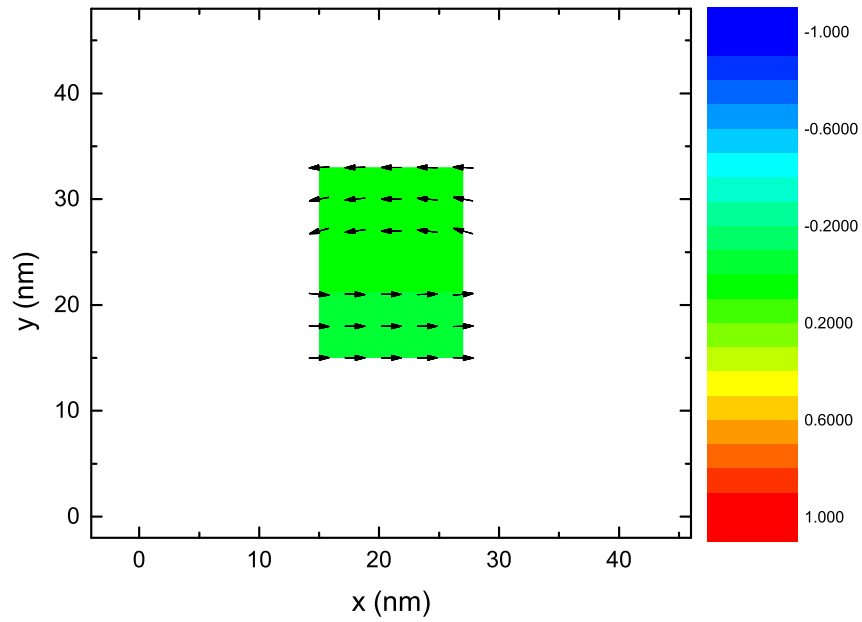
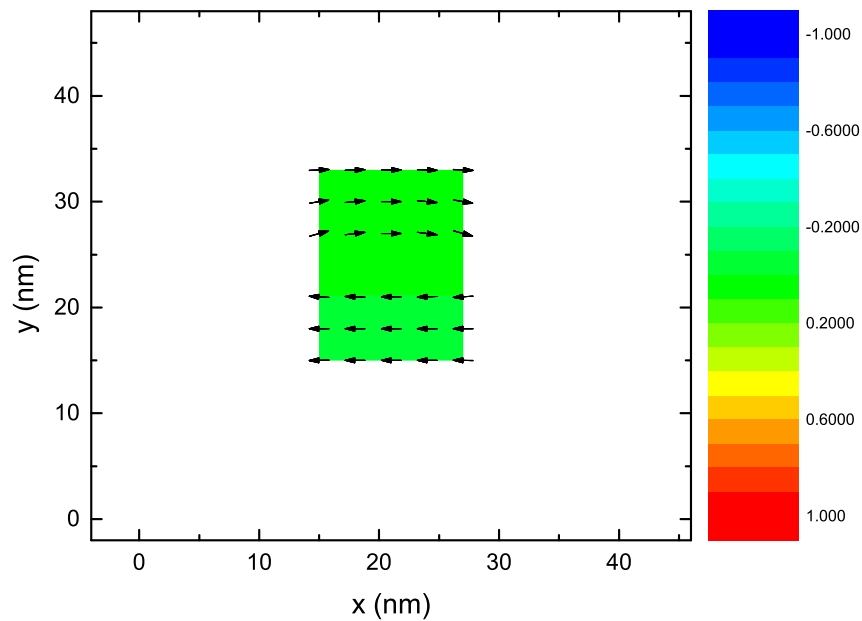


Figura 5.43: Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetro $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm.

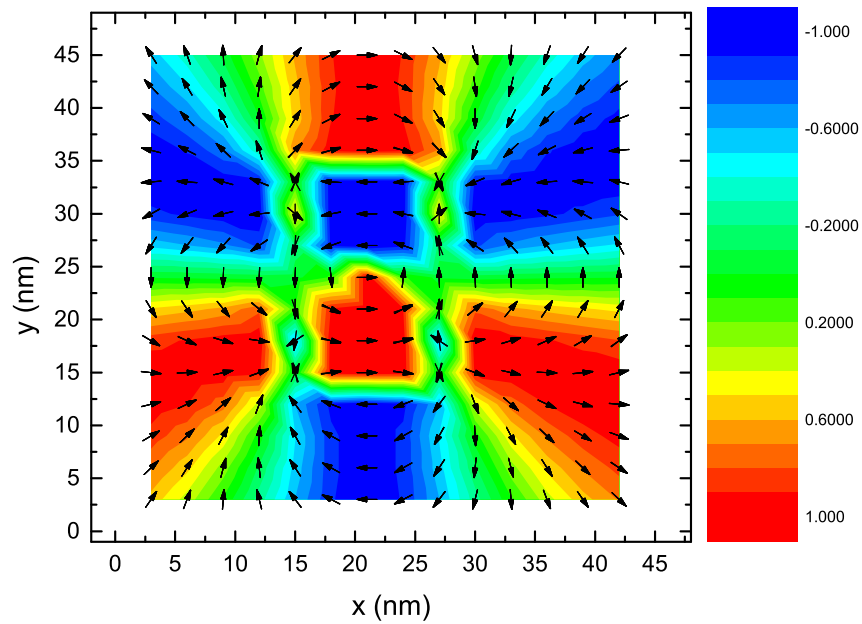


(a)

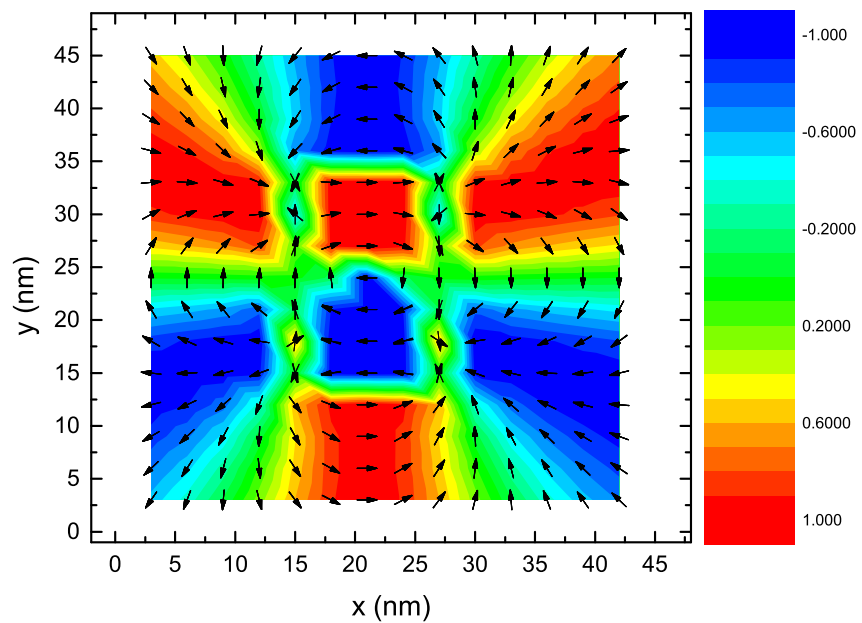


(b)

Figura 5.44: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z .

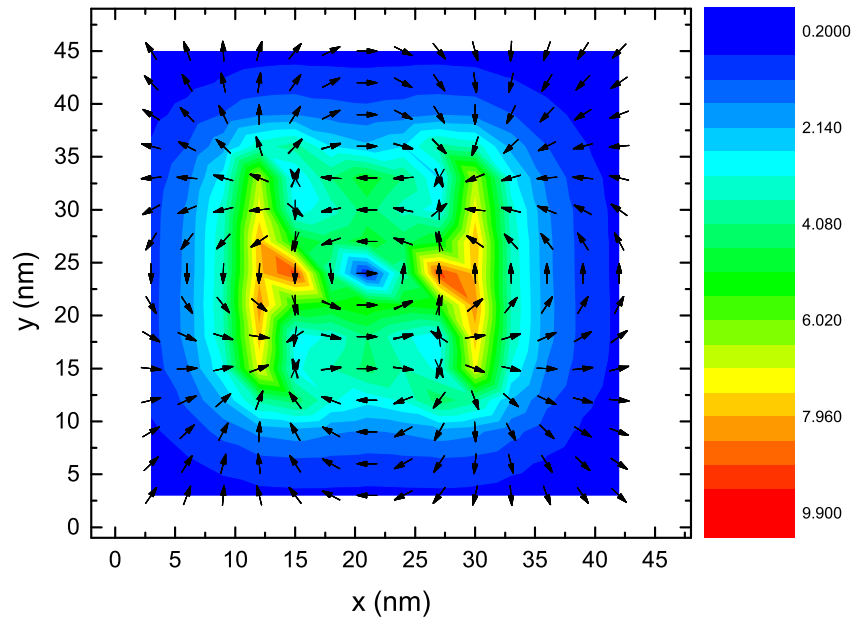


(a)

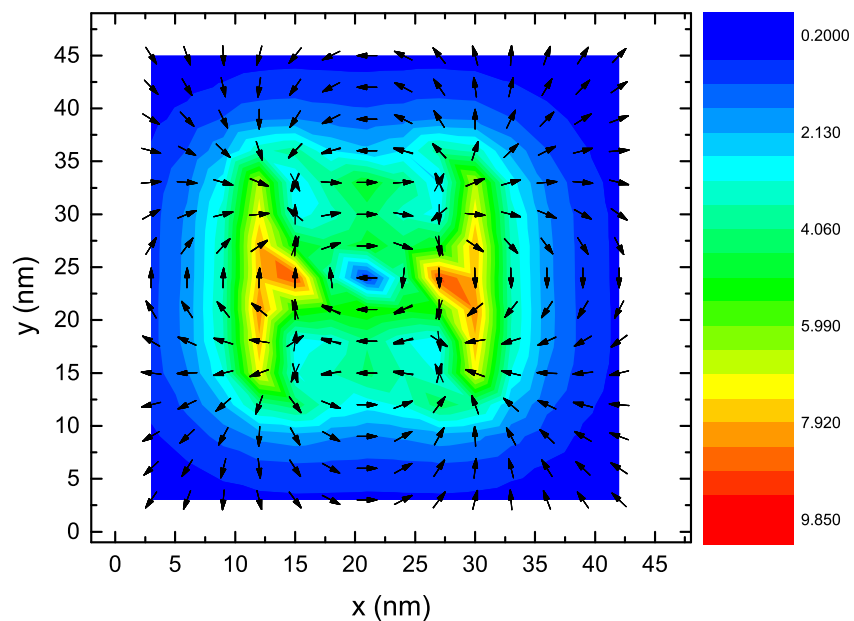


(b)

Figura 5.45: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy .



(a)



(b)

Figura 5.46: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy .

Construímos um diagrama de reversão para identificar em quais combinações de altura e diâmetro dos nanoelementos, para o espaçamento fixo de 3 nm, há ou não a reversão na direção da magnetização. Tais diagramas podem ser observados nas Figuras 5.47, correspondente ao acoplamento paralelo ao eixo x , e 5.48, correspondente ao acoplamento paralelo ao eixo y . Independente da direção que estão acoplados, percebe-se um comportamento aproximadamente linear entre os parâmetros e muito semelhante onde há reversão ou não.

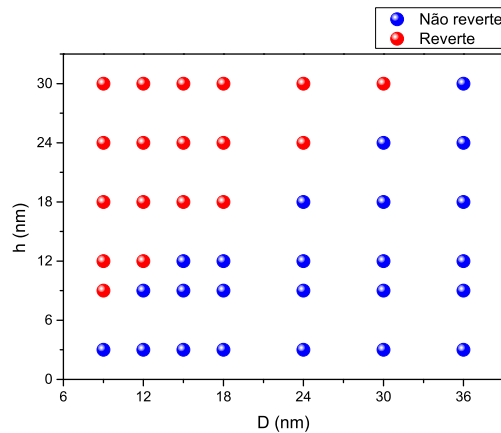


Figura 5.47: Diagrama de reversão entre a altura h e o diâmetro D , para nanoelementos elípticos acoplados no eixo x com espaçamento $E = 3$ nm.

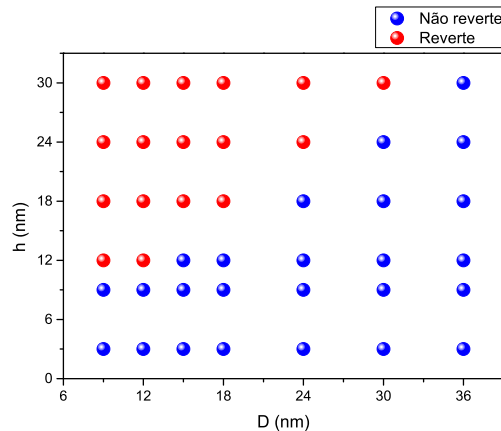


Figura 5.48: Diagrama de reversão entre a altura h e o diâmetro D , para nanoelementos elípticos acoplados no eixo y com espaçamento $E = 3$ nm.

5.4.2 Espaçamento $E = 6$ nm

Prosseguindo com os resultados, agora com um espaçamento de 6nm, temos que para nanoelementos acoplados no eixo x , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, é apresentada a curva de magnetização global através da Figura 5.49, onde observamos que o valor da magnetização permanece o mesmo tanto para o campo aplicado em um sentido quanto no outro. Isso é um indício que houve reversão na direção da magnetização. A Figura 5.50 nos mostra duas situações, em que (a) corresponde ao mapa dos momentos magnéticos para a saturação e (b) para o sentido do campo magnético invertido, onde observamos que houve a reversão. Os mapas da direção e da intensidade do campo dipolar para o ponto de saturação e de remanência são mostrados, respectivamente, nas Figuras 5.51 e 5.52 através das linhas de campo.

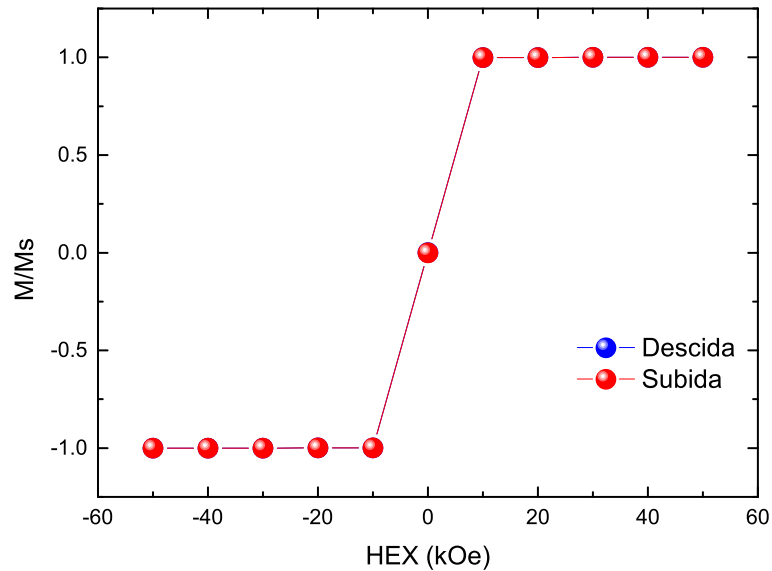
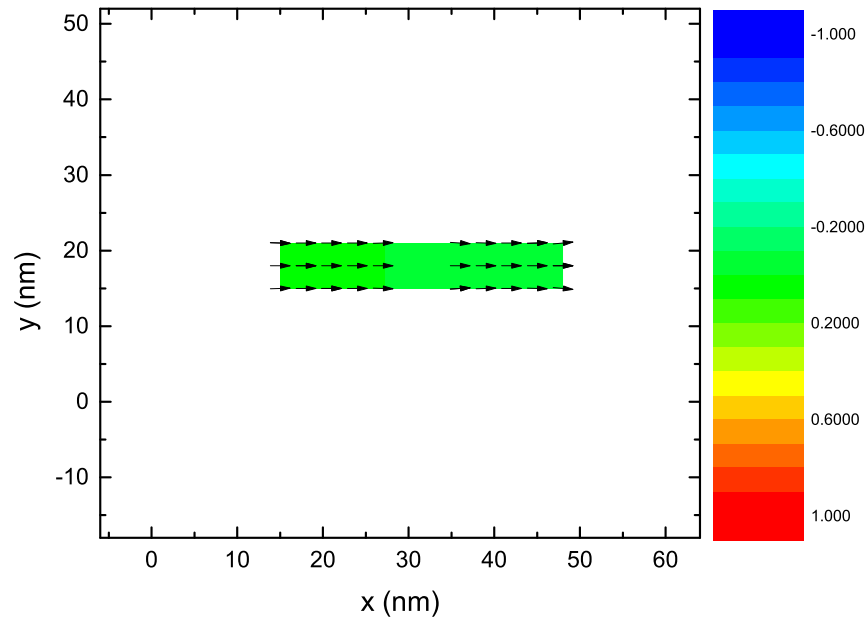
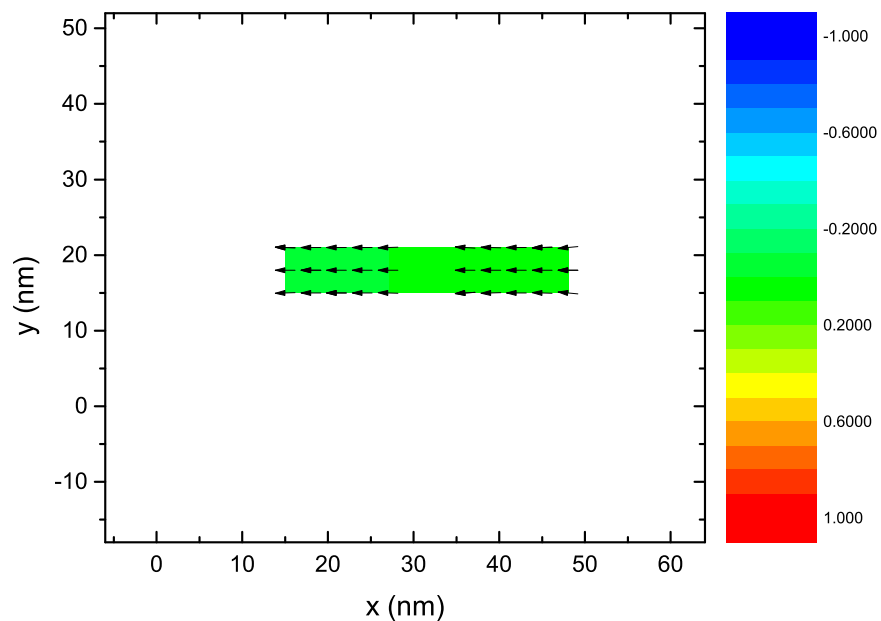


Figura 5.49: Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetro $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm.

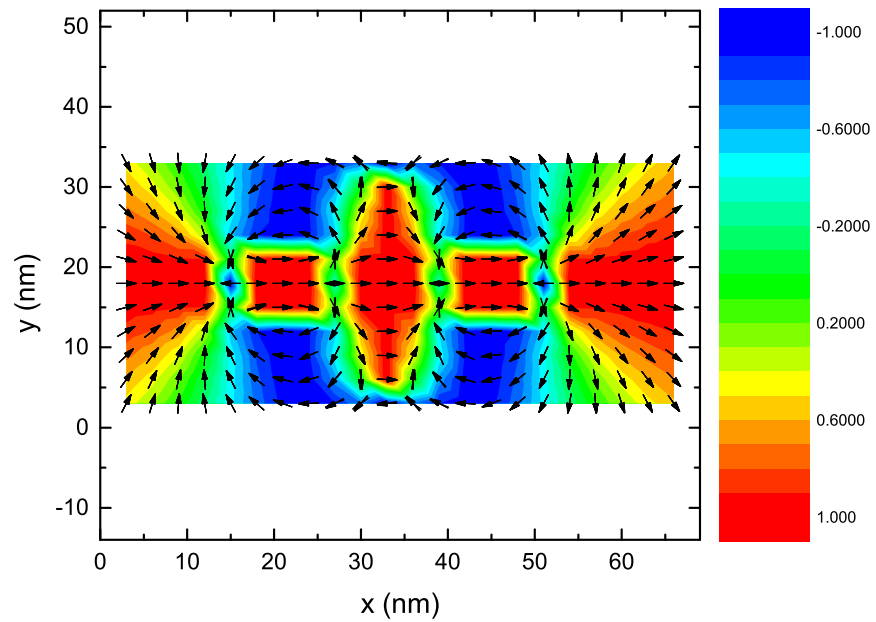


(a)

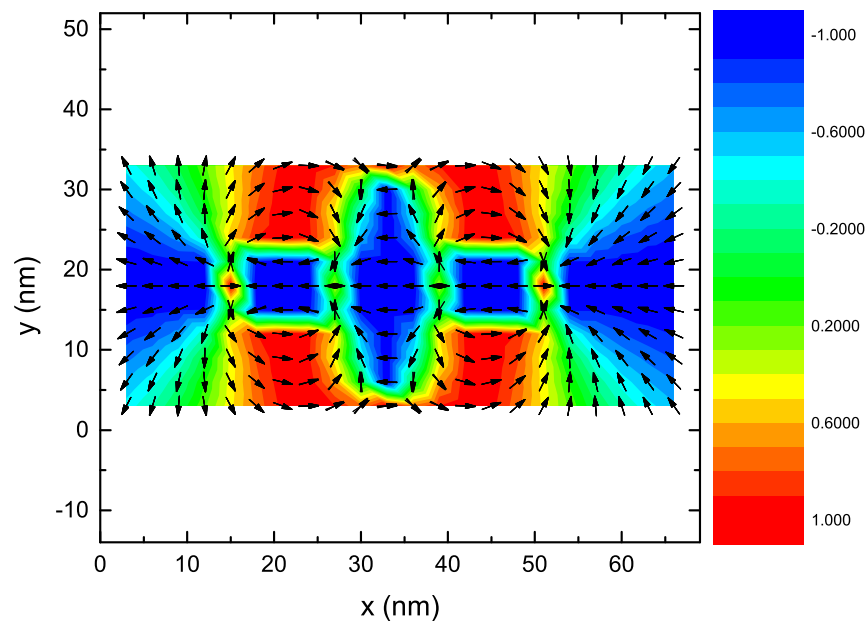


(b)

Figura 5.50: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z .

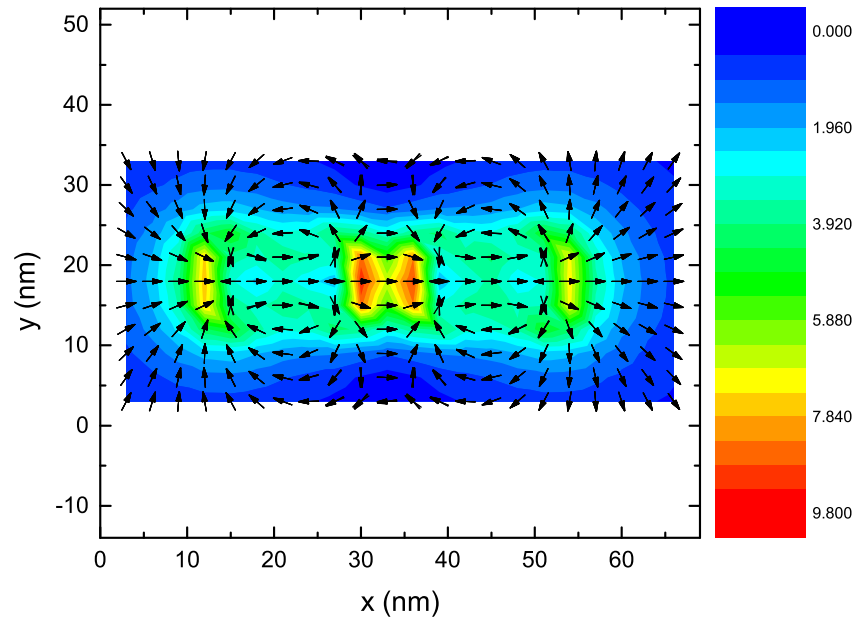


(a)

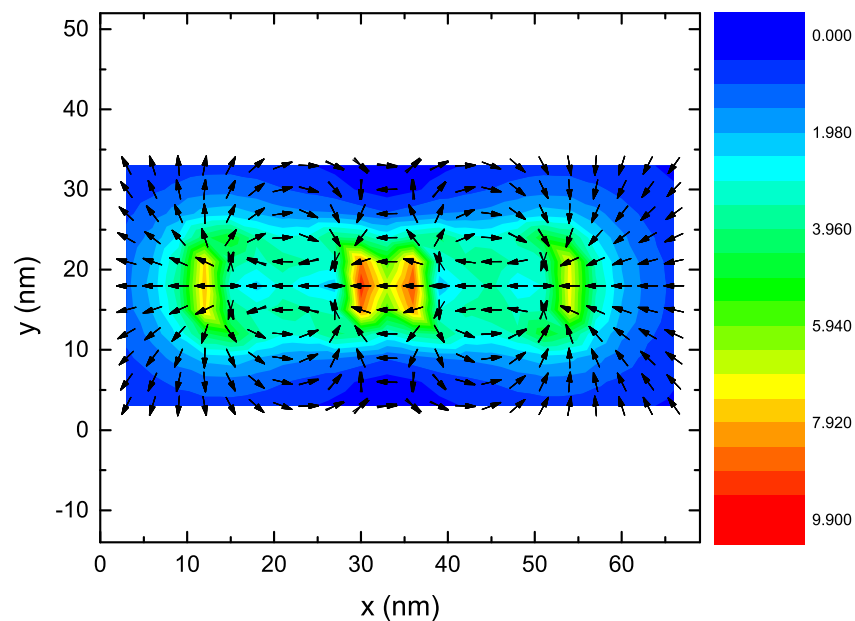


(b)

Figura 5.51: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy .



(a)



(b)

Figura 5.52: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy .

Para nanoelementos acoplados no eixo y , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, é apresentada a curva de magnetização global através da Figura 5.43, onde observamos que o valor da magnetização permanece o mesmo tanto para o campo aplicado em um sentido quanto no outro. Isso é um indício que houve reversão na direção da magnetização. A Figura 5.44 nos mostra o mapa dos momentos magnéticos que corresponde (a) a saturação e (b) quando o sentido do campo é invertido, onde observamos que houve a reversão. Os mapas da direção e da intensidade do campo dipolar para o ponto de saturação e de remanência são mostrados, respectivamente, nas Figuras 5.55 e 5.56 através das linhas de campo.

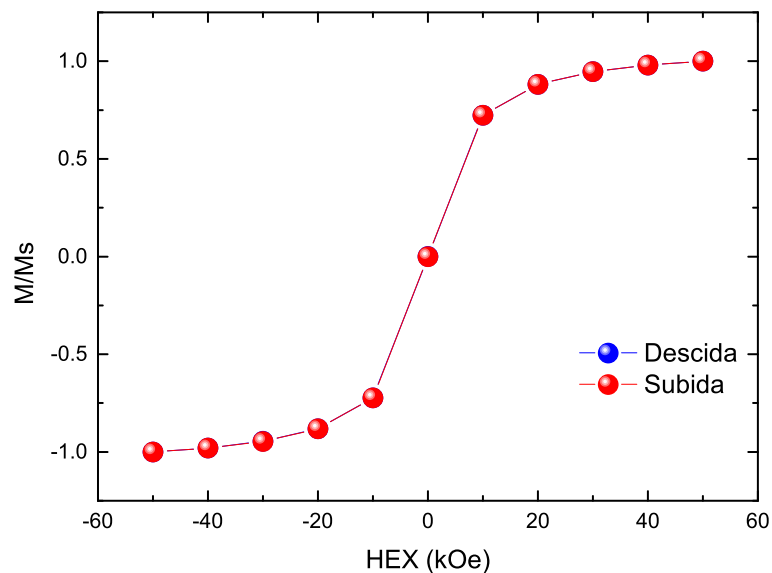
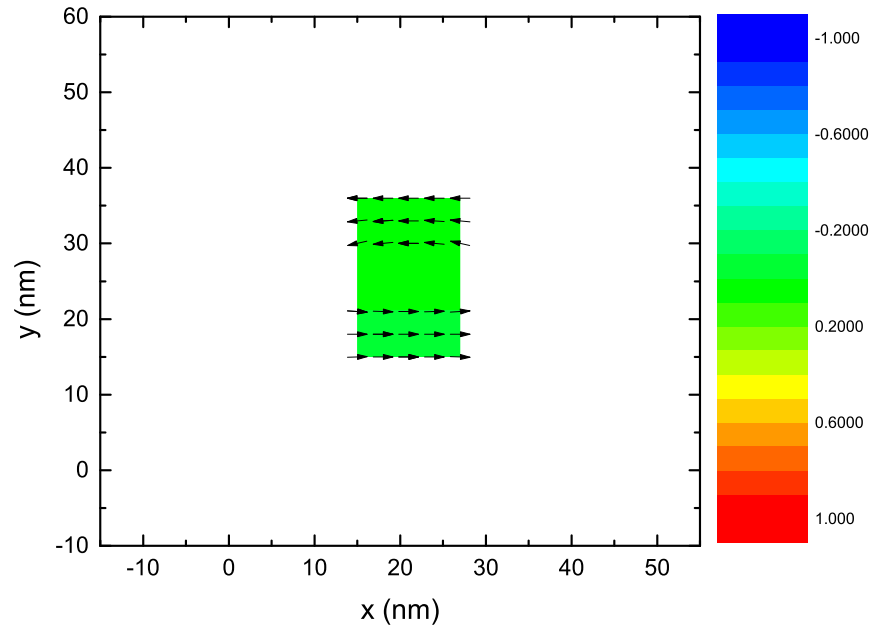
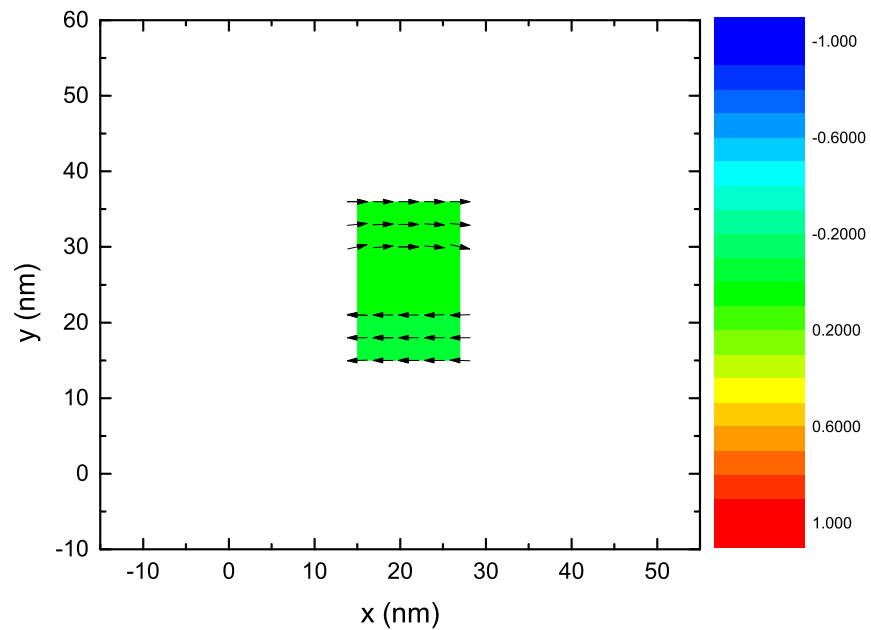


Figura 5.53: Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetro $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm.

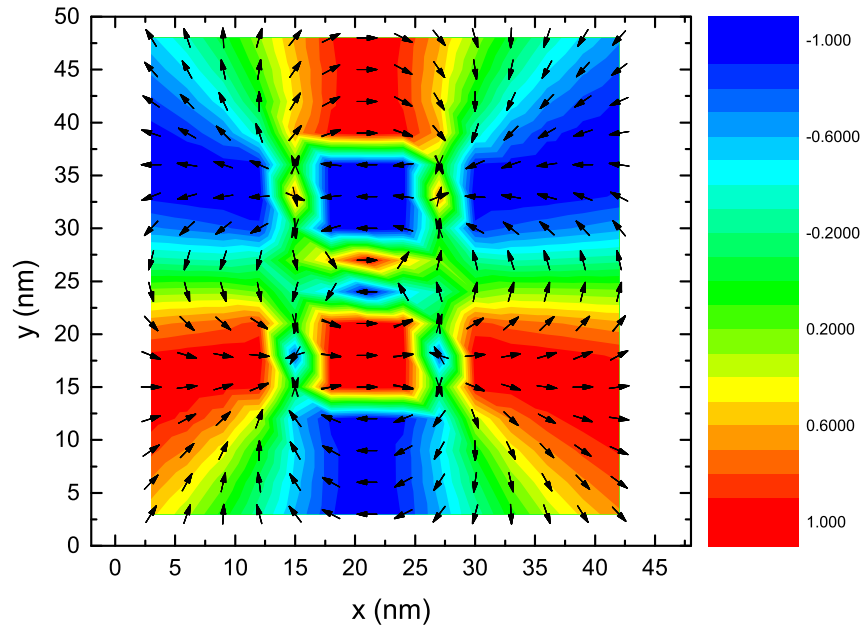


(a)

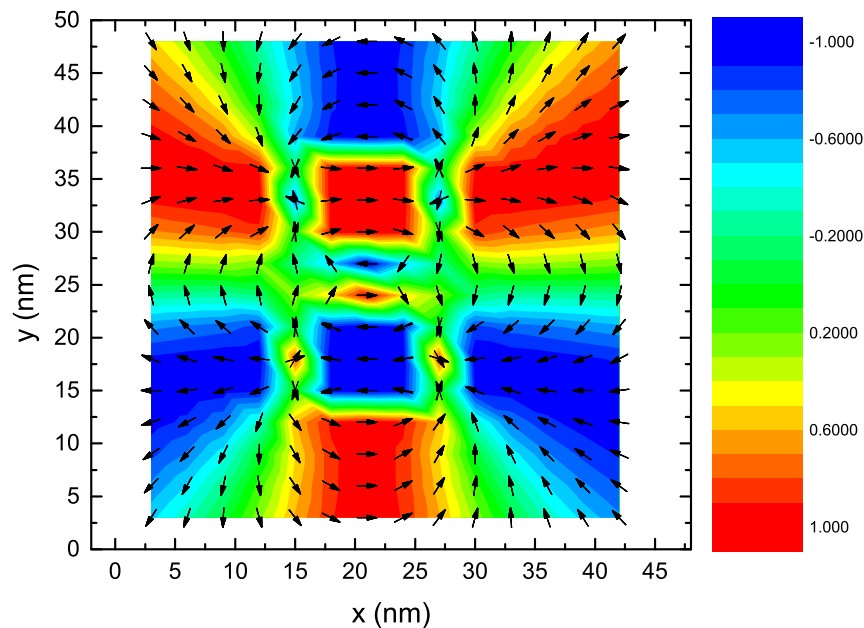


(b)

Figura 5.54: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. Mapa dos momentos magnéticos para o campo magnético externo aplicado (a) no sentido positivo e (b) no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção da magnetização em relação ao eixo z .

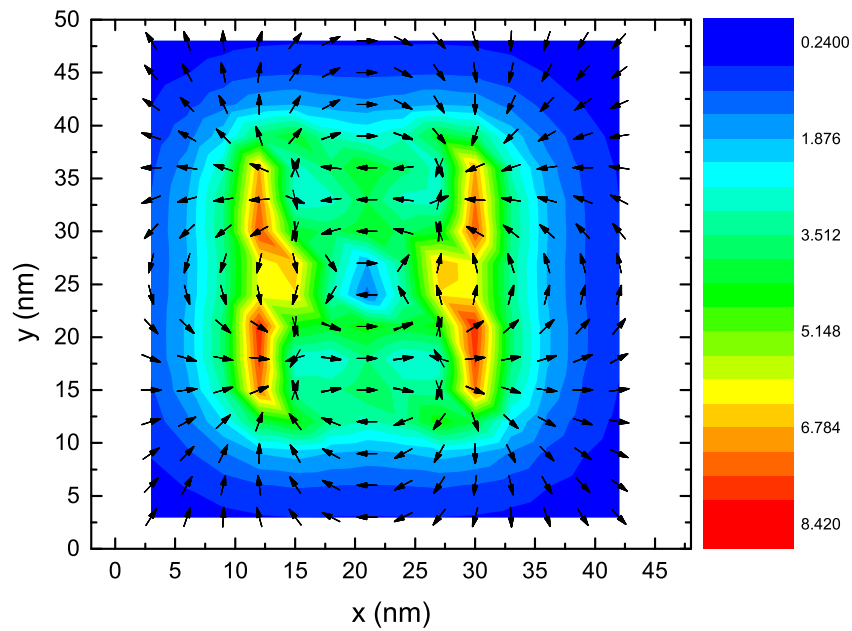


(a)

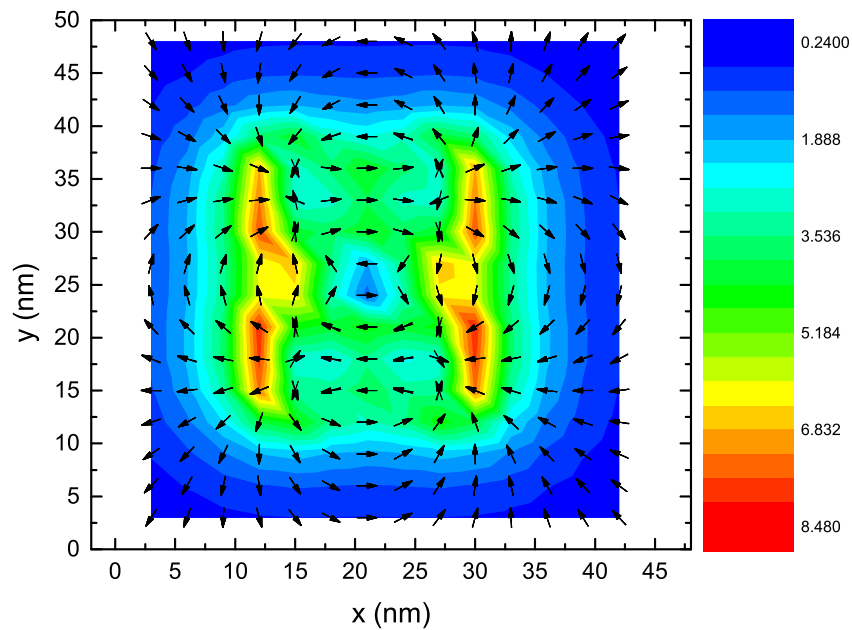


(b)

Figura 5.55: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a direção do campo no plano xy .



(a)



(b)

Figura 5.56: Os gráficos são referentes a dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm. (a) Apresenta o mapa de intensidade do campo dipolar para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido positivo do eixo x e (b) para o ponto onde o campo externo está aplicado no sentido negativo do eixo x . A escala de cores representa a intensidade do campo no plano xy .

Construímos um diagrama de reversão para identificar em quais combinações de altura e diâmetro dos nanoelementos, para o espaçamento fixo de 6 nm, há ou não a reversão na direção da magnetização. Tais diagramas podem ser observados nas Figuras 5.57, correspondente ao acoplamento paralelo ao eixo x , e 5.58, correspondente ao acoplamento paralelo ao eixo y . Independente da direção que estão acoplados, percebe-se um comportamento aproximadamente linear entre os parâmetros e muito semelhante onde há reversão ou não.

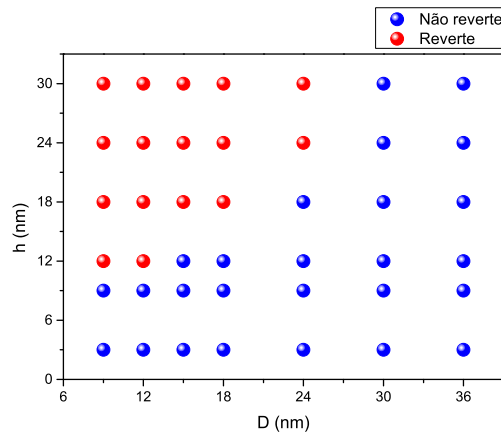


Figura 5.57: Diagrama de reversão entre a altura h e o diâmetro D , para nanoelementos elípticos acoplados no eixo x com espaçamento $E = 6$ nm.

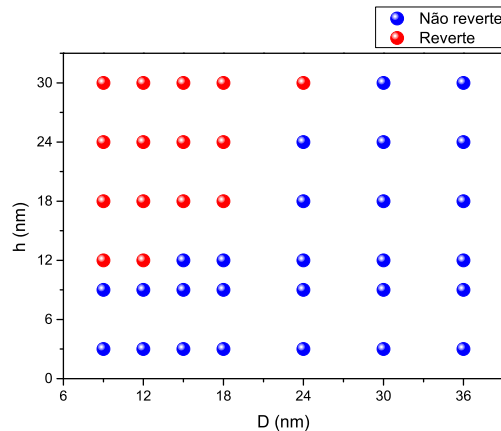


Figura 5.58: Diagrama de reversão entre a altura h e o diâmetro D , para nanoelementos elípticos acoplados no eixo y com espaçamento $E = 6$ nm.

5.4.3 Espaçamento $E = 18$ nm

Finalizando com um espaçamento de 18 nm, para nanoelementos acoplados no eixo x , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, é apresentada a curva de magnetização global através da Figura 5.59, onde observamos que o valor da magnetização permanece o mesmo tanto para o campo aplicado em um sentido quanto no outro. Isso é um indício que houve reversão na direção da magnetização. As Figuras 5.60 e 5.61 apresentam o mapa dos momentos magnéticos que corresponde a saturação e quando o sentido do campo é invertido, respectivamente, onde observamos que houve apenas a reversão parcial da magnetização. Os gráficos foram feitos em três dimensões para uma melhor visualização dos momentos magnéticos em cada camada da célula de simulação.

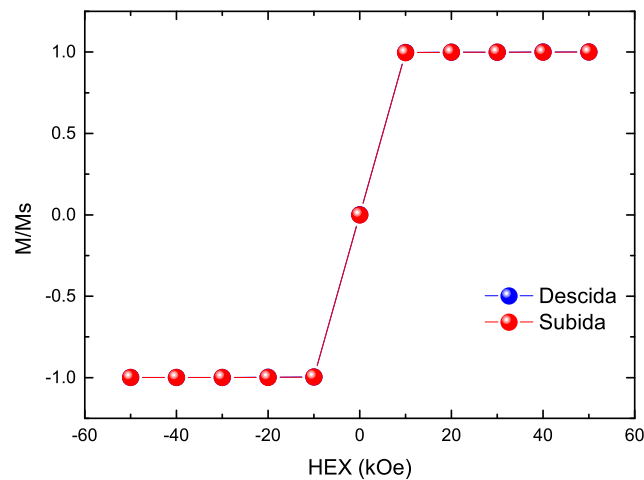


Figura 5.59: Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo x com diâmetro $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm.

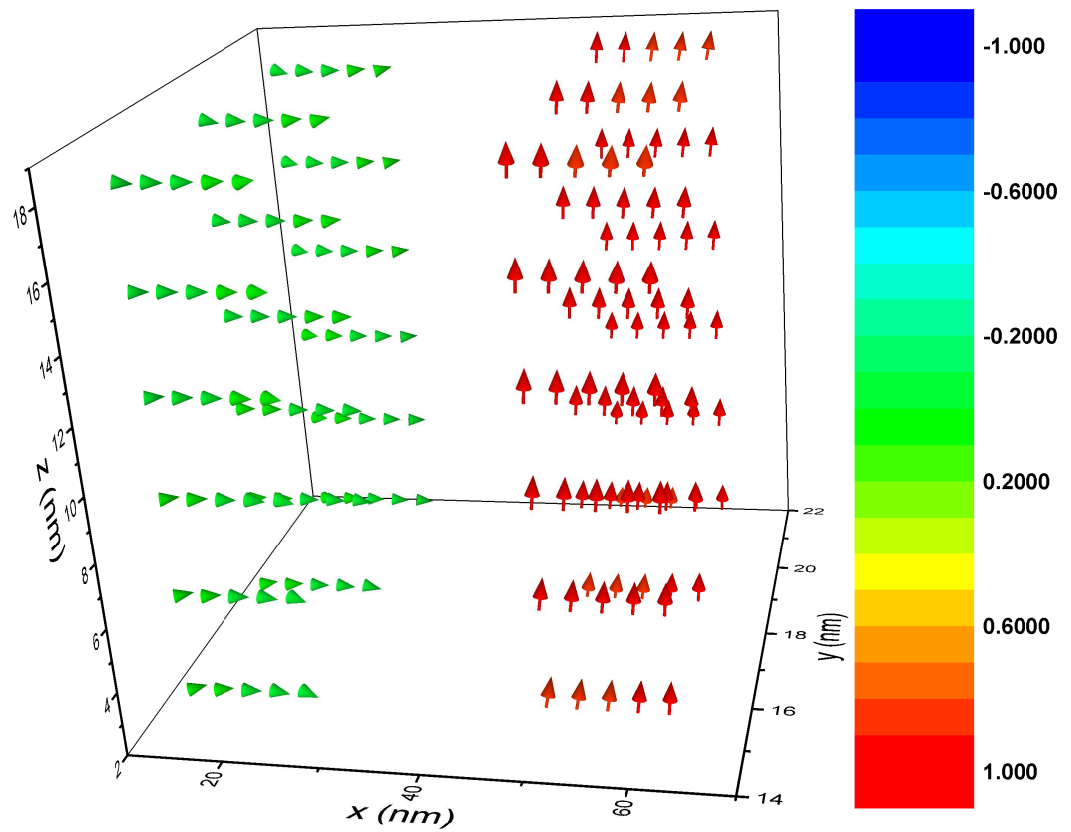


Figura 5.60: Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo x , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, com campo externo aplicado no sentido positivo da direção x . A escala de cores representa a direção dos momentos magnéticos em relação ao eixo z .

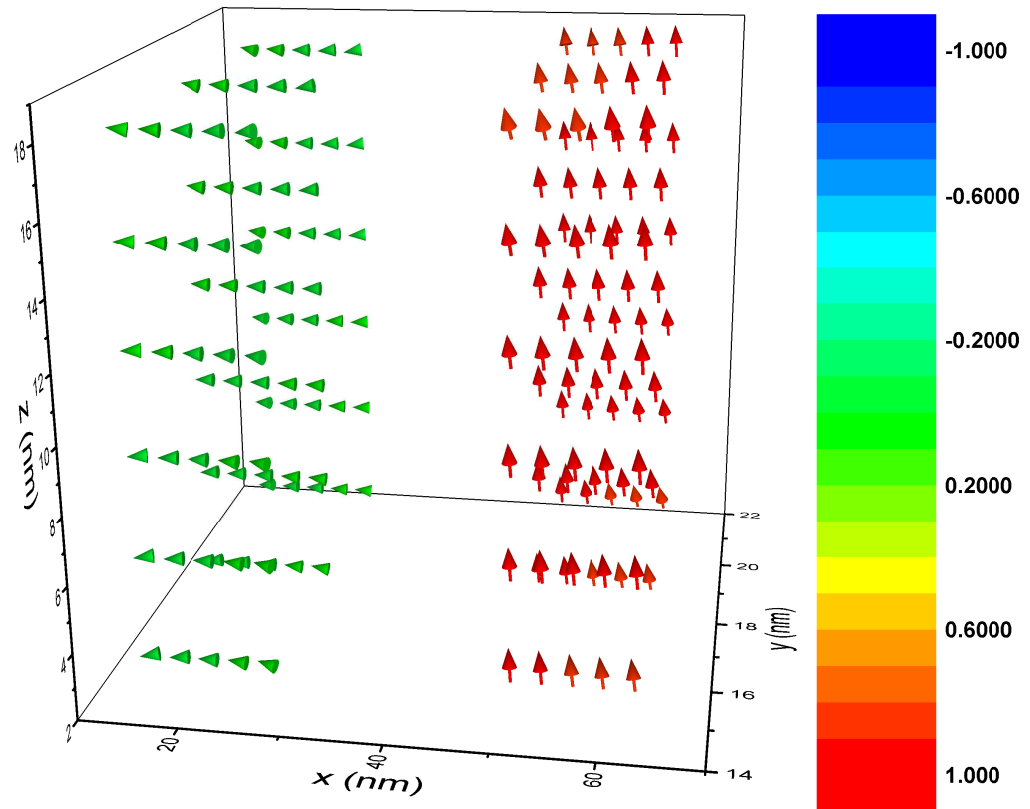


Figura 5.61: Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo y , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, com campo externo aplicado no sentido positivo da direção x . A escala de cores representa a direção dos momentos magnéticos em relação ao eixo z .

Para nanoelementos acoplados no eixo y , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, é apresentada a curva de magnetização global através da Figura 5.62, onde observamos que o valor da magnetização permanece o mesmo tanto para o campo aplicado em um sentido quanto no outro. Isso é um indício que houve reversão na direção da magnetização. As Figuras 5.63 e 5.64 apresentam o mapa dos momentos magnéticos que corresponde a saturação e quando o sentido do campo é invertido, respectivamente, onde observamos que houve apenas a reversão parcial da magnetização. Os gráficos foram feitos em três dimensões para uma melhor visualização dos momentos magnéticos em cada camada da célula de simulação.

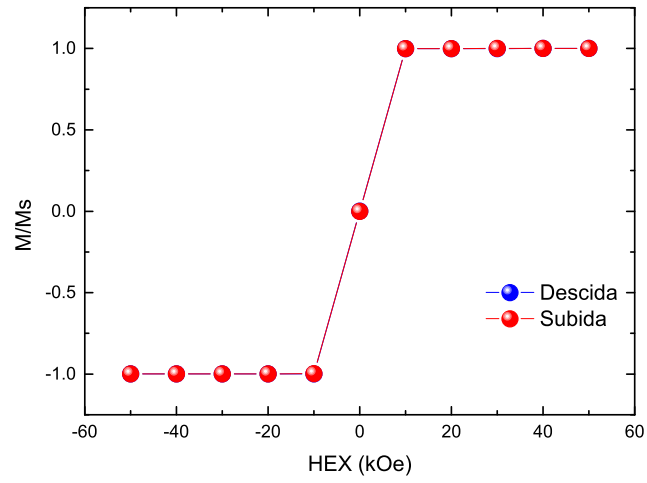


Figura 5.62: Curva de histerese global para dois nanoelementos acoplados paralelamente ao eixo y com diâmetro $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm.

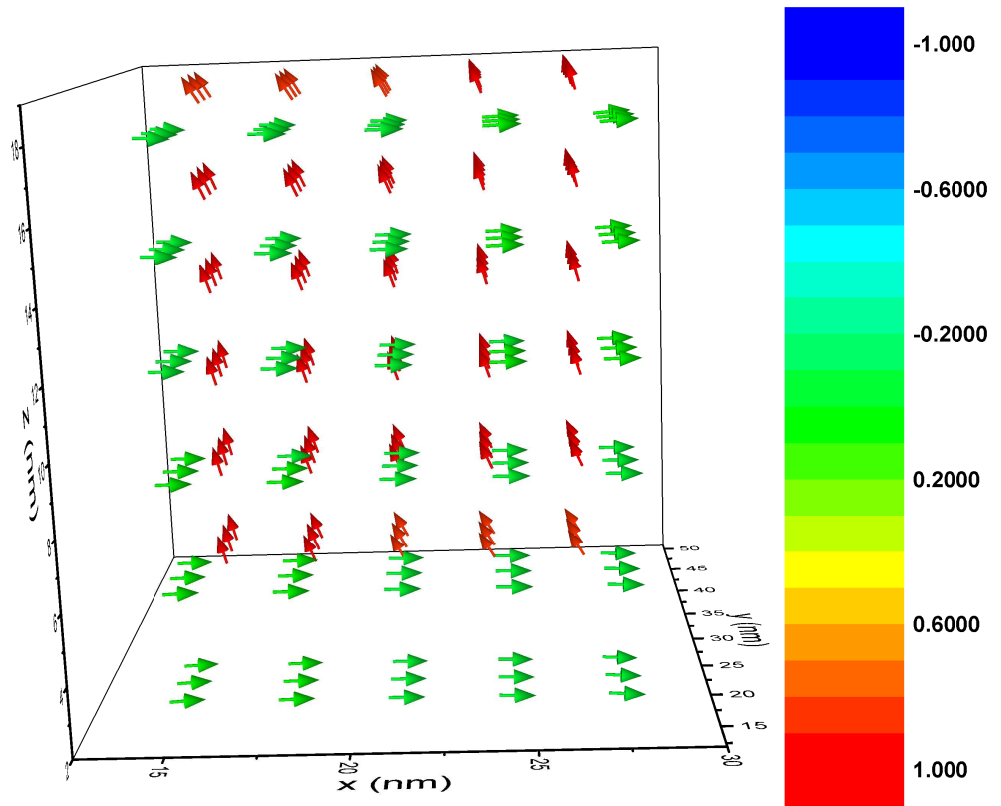


Figura 5.63: Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo y , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, com campo externo aplicado no sentido positivo da direção x . A escala de cores representa a direção dos momentos magnéticos em relação ao eixo z .

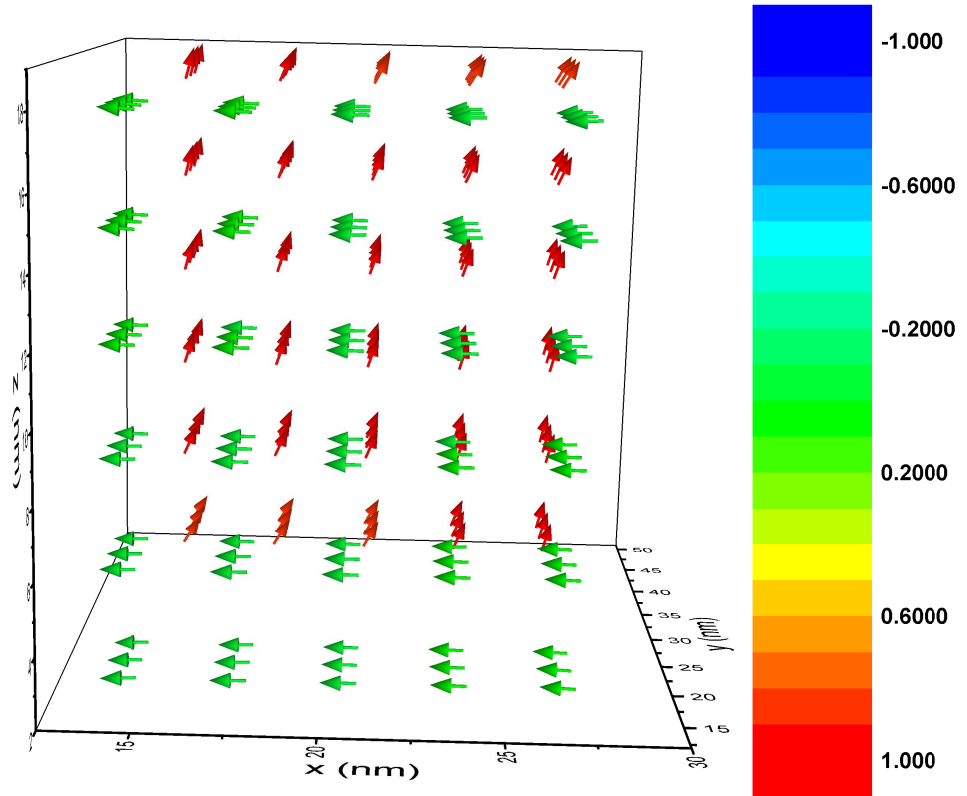


Figura 5.64: Mapa de spins para nanoelementos alinhados paralelamente ao eixo y , com diâmetros $D_x = 18$ nm, $D_y = 9$ nm, altura $h = 18$ nm, com campo externo aplicado no sentido positivo da direção x . A escala de cores representa a direção dos momentos magnéticos em relação ao eixo z .

Construímos um diagrama de reversão para identificar em quais combinações de altura e diâmetro dos nanoelementos, para o espaçamento fixo de 18 nm, há ou não a reversão na direção da magnetização. Tais diagramas podem ser observados nas Figuras 5.65, correspondente ao acoplamento paralelo ao eixo x , e 5.66, correspondente ao acoplamento paralelo ao eixo y . Podemos observar uma diminuição nas situações onde há reversão na direção da magnetização. Como sabemos, a interação dipolar atua a distância e, quanto maior essa distância, menor é a interação entre os nanoelementos.

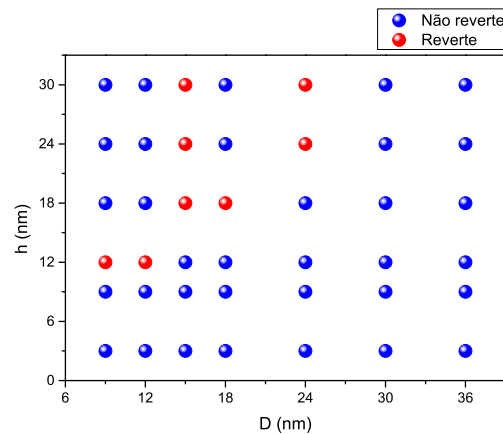


Figura 5.65: Diagrama de reversão entre a altura h e o diâmetro D , para nanoelementos elípticos acoplados no eixo x com espaçamento $E = 18$ nm.

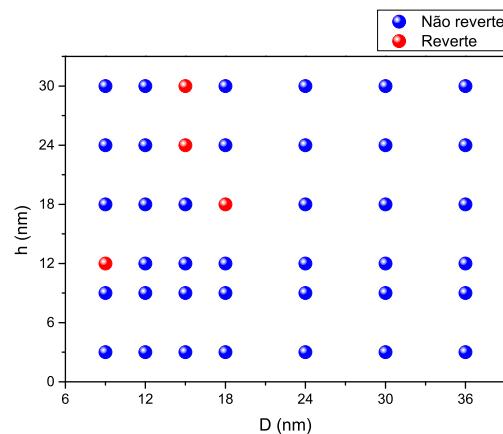


Figura 5.66: Diagrama de reversão entre a altura h e o diâmetro D , para nanoelementos elípticos acoplados no eixo y com espaçamento $E = 18$ nm.

Observando os diagramas, percebemos que o espaçamento é um parâmetro fundamental para a reversão, já que a magnetização do nanoelemento que não interage com o campo externo é obtida por interação dipolar com o nanoelemento que interage com o campo externo. Outro parâmetro preponderante para a reversão da direção da magnetização é justamente a altura dos nanoelementos, o qual favorece uma reversão para diâmetros maiores. Mas, como esperado, para diâmetros maiores que 36 nm, o diâmetro dos nanoelementos influencia no aparecimento de outras fases magnéticas que não sejam a fase domínio.

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas Futuras

O estudo de portas lógicas magnéticas é um ramo em pleno crescimento. As portas lógicas magnéticas mais simples, propostas nos últimos anos, envolvem o completo conhecimento das diversas interações magnéticas entre os nanoelementos magnéticos que compõem estas portas. O efeito das interações magnéticas, principalmente do efeito dipolar magnético, ou efeito magnetostático, possibilita a transferência de informação entre nanoelementos, além de diversas aplicações tecnológicas. Este trabalho mostra que a forma, as dimensões e a separação (afastamento físico) entre os nanoelementos são essenciais para que os nanoelementos possam transferir informação.

O trabalho desenvolvido, estuda o Ferro (Fe) como elemento ferromagnético constituinte dos nanoelementos. Foi considerado que a anisotropia, inerente aos nanoelementos de Ferro, estavam na direção $+x$. Usou-se a simulação micromagnética para estudar e analisar as interações magnéticas responsáveis pelas diversas fases magnéticas que surgem, além da interação magnética entre os nanoelementos magnéticos acoplados. Foi estudado as geometrias circular e elíptica, em diversas dimensões e afastamento físico entre os nanoelementos acoplados magneticamente. Os nanoelementos foram dispostos de forma a favorecer o acoplamento ferromagnético, alinhados paralelamente, ou o acoplamento antiferromagnético, alinhado antiparalelamente. Estes alinhamentos são usados na construção de portas lógicas, além de elementos propagadores de informação.

Inicialmente foi levantado o diagrama de fases de nanoelementos isolados, em seguida foi estudado o acoplamento magnético entre dois nanoelementos. As fases magnéticas de nanoelementos isolados se comportou de acordo com a literatura científica referenciada.

Verificou-se o acoplamento magnético entre os dois nanoelementos, onde, em um destes nanoelementos foi imposta a fase monodomínio na direção $+x$, nanoelemento de controle, através de um campo magnético externo sobre o mesmo, de intensidade suficiente (entre 10 kOe e 50 kOe) para torná-lo monodomínio, e a interação dipolar se encarregou de realizar o alinhamento paralelo (ferromagnético) ou antiparalelo (antiferromagnético) no outro nanoelemento, controlado magneticamente. O interesse disto, neste trabalho, foi principalmente verificar se há inversão monodomínio no nanoelemento de controle, quando a fase magnética no sentido $+x$ foi invertida para o sentido $-x$ através de um campo magnético externo, também impunha uma inversão de polaridade no nanoelemento controlado. A compreensão e o estudo da reversão magnética por efeito dipolar é de grande importância para aplicações de portas lógicas magnéticas e propagadores de sinais. É importante que os nanoelementos de controle possam reverter o sentido da polarização monodomínio dos nanoelementos magnéticos controlados. O estudo tomou como base três parâmetros dimensionais dos nanoelementos, o diâmetro, altura e espaçamento entre os nanoelementos magnéticos.

Para os nanoelementos circulares usou-se como dimensões, o diâmetro variando de 9 a 240 nm, a espessura de 9 e 18 nm, e o espaçamento entre os nanoelementos circulares variando de 3 a 120 nm. Foi observado que a forma circular não é adequada para controlar o alinhamento monodomínio no nanoelemento controlado. Isso ocorre devido à forma não favorecer o alinhamento monodomínio, e surgirem fases tipo C, S ou vórtice, onde a interação dipolar não tem força suficiente para induzir uma fase monodomínio ou reverter a fase monodomínio imposta. Os diagramas de reversão apresentados mostram que são poucas as condições em que há a reversão. Dimensões usadas no estudo: * Nanoelemento circular
 Espaçamento (nm): $E = 3, 9, 18, 24, 36, 72, 90$ e 120 Diâmetro (nm): $D = 9, 18, 36, 72, 96, 120, 150, 180, 210$ e 240 Altura (nm): $h = 9$ e 18

Para nanoelementos elípticos usou-se como dimensões, o diâmetro maior variando de 9 a 36 nm, o diâmetro menor foi fixado na metade do diâmetro maior, a espessura dos nanoelementos variou de 3 e 30 nm, e o espaçamento entre os nanoelementos variou de 3 a 30 nm. Foi observado que a forma elíptica permite o controle do alinhamento monodomínio no nanoelemento controlado, quando os mesmos obedecem a determinadas condições dimensionais. A geometria elíptica tem uma forte anisotropia de forma, sendo a direção preferencial

ao longo do eixo maior. A forma favorece o alinhamento monodomínio, onde a interação dipolar tem força suficiente para induzir esta fase e reverter o sentido da polarização da fase monodomínio imposta. Os diagramas de reversão apresentados mostram que as condições em que há a reversão são para espaçamentos com dimensões menores que a metade do diâmetro maior dos nanoelementos, no caso foi observado que há a reversão para espaçamento entre 3 e 12 nm, a espessura também influencia muito no controle e reversão da polarização, onde foi observado que a espessura dos nanoelementos deve ter seu valor maior que o diâmetro. A espessura deve ser pelo menos igual ao maior diâmetro do nanoelemento mais o afastamento. Dimensões usadas no estudo: * Nanoelemento elíptico Espaçamento (nm): $E = 3, 9, 12, 18, 24$ e 30 Diâmetro maior (nm): $D_x = 9, 12, 15, 18, 24, 30$ e 36 Diâmetro menor (nm): $D_y = D_x/2$ Altura (nm): $h = 3, 9, 12, 18, 24$ e 30

Também foi observado que a altura do nanoelemento não pode ser grande ao ponto dos momentos magnéticos saírem do plano, como nas figuras 5.63 e 5.64, o diâmetro não deve ser tão extenso para que não surjam outras fases magnéticas, como o vórtice, além disso, o espaçamento não pode ser demasiadamente grande, pois a interação entre os nanoelementos é via campo dipolar, o qual diminui muito sua intensidade com o aumento da distância. As dimensões são de importância fundamental no controle adequado da fase magnética do nanoelemento.

Neste trabalho foi apresentado resultados através de curvas de magnetização global dos nanoelementos, mapa de spins (momentos magnéticos) dos nanoelementos e diagramas de direção e intensidade do campo dipolar. Também foram apresentados os resultados através de diagramas de fases, indicando onde ocorre reversão ou não, e indicando para quais diâmetros, espessuras e afastamentos são indicados para a aplicação em portas lógicas. Desta forma, pode-se concluir que tanto o modelo teórico quanto o modelo computacional estão de acordo com o estudo realizado presente na literatura.

Outros estudos que podem ser realizados são a aplicação de outras formas para os nanoelementos. Outra vertente é com relação ao uso de outros materiais, como Permalloy (Py), Cobalto (Co) e Níquel (Ni), além de ligas ferromagnéticas. Ainda é possível o uso de nanoelementos construídos de materiais diferentes que possam facilitar a magnetização do elemento de controle e controlar o elemento controlado. Por fim, pode-se também ser

estudado situações de reversão na direção da magnetização para outras fases magnéticas como a fase vórtice ou a fase de transição C ou S.

Referências Bibliográficas

- [1] BAIBICH, M. N. et al. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices. *Physical review letters*, v. 61, p. 2472, 1988.
- [2] MEDEIROS FILHO, F. C. de. *Influência da interação dipolar nas fases magnéticas de nanopartículas esféricas com estrutura núcleo@camada*. Tese (Doutorado) - UFRN, 2016.
- [3] ALLWOOD, D. A. et al. Characterization of submicrometer ferromagnetic NOT gates. *Journal of applied physics*, v. 95, n. 12, p. 8264-8270, 2004.
- [4] WOLF, S. A. et al. Spintronics: a spin-based electronics vision for the future. *Science*, v. 294, n. 5546, p. 1488-1495, 2001.
- [5] ALLWOOD, D. A. et al. Submicrometer ferromagnetic NOT gate and shift register. *Science*, v. 296, n. 5575, p. 2003-2006, 2002.
- [6] SIN, K.; SHI, X.; HINER, H. C. Magnetic tunnel junction MRAM with improved stability. *U.S. Patent*, n. 6,803,615, 12 out. 2004.
- [7] LIN, C. J. et al. 45nm low power CMOS logic compatible embedded STT MRAM utilizing a reverse-connection 1T/1MTJ cell. *Electron Devices Meeting (IEDM), 2009 IEEE International*. IEEE, p. 1-4, 2009.
- [8] KISHI, T. et al. Lower-current and fast switching of a perpendicular TMR for high speed and high density spin-transfer-torque MRAM. *Electron Devices Meeting, 2008. IEDM 2008. IEEE International*. IEEE, p. 1-4, , 2008.
- [9] STAMPS, R. L. et al. The 2014 magnetism roadmap. *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 47, n. 33, p. 333001, 2014.
- [10] CHUNG, S. H. et al. Phase diagram of magnetic nanodisks measured by scanning electron microscopy with polarization analysis. *Physical Review B*, v. 81, n. 2, p. 024410, 2010.
- [11] LIMA, A. T. A.; DANTAS, A. L.; ALMEIDA, N. S. Magnetic properties of crystalline nanoparticles with different sizes and shapes. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 425, p. 72-77, 2017.
- [12] NASIRPOURI, F.; NOGARET, A. Nanomagnetism and spintronics: fabrication, materials, characterization and applications. *World Scientific*, 2011.

- [13] MACHADO, T. S. *Portas Lógicas Magnéticas*. Dissertação (Mestrado) - CBPF, Rio de Janeiro, 2004.
- [14] COWBURN, R. P. Where have all the transistors gone?. *SCIENCE-NEW YORK THEN WASHINGTON-*, v. 311, n. 5758, p. 183, 2006.
- [15] COWBURN, R. P. et al. Single-domain circular nanomagnets. *Physical Review Letters*, v. 83, n. 5, p. 1042, 1999.
- [16] HAQUE, S. A. et al. Magnetic logic gate for binary computing. *Science and Technology of Advanced Materials*, v. 5, n. 1, p. 79-82, 2004.
- [17] HAQUE, S. A. et al. Binary logic gates by ferromagnetic nanodots. *Journal of magnetism and magnetic materials*, v. 282, p. 380-384, 2004.
- [18] BASSALO, J. M. F. A crônica da física do estado sólido: IV. magnetismo. *Revista Brasileira do Ensino de Física*, v. 16, p. 1-4, 1994.
- [19] RIBEIRO, G. A. P. As propriedades magnéticas da matéria: um primeiro contato. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 22, n. 3, 2000.
- [20] REZENDE, S. M. Magnetismo na terra brasilis. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 22, n. 3, 2000.
- [21] OLIVEIRA, L. L. *Nanoestruturas magnéticas do tipo núcleo-casca: um estudo do impacto do campo dipolar*. Tese (Doutorado) - UFRN, 2016.
- [22] PIROTA, K. R. Introdução ao nanomagnetismo. *VII Escola Brasileira de Magnetismo Jorge André Swieca*, 2009
- [23] BERTOTTI, G. *Hysteresis in magnetism: for physicists, materials scientists, and engineers*. Academic press, 1998.
- [24] NUSSENZVEIG, H. M. Curso de Física Básica, vol. 3, Quinta Edição, Eletromagnetismo. *Editora Edgard Blucher Ltda., Sao Paulo*, 2008
- [25] REBOUÇAS, G. de O. G. *Nucleação de Vórtices e paredes de Domínio em Nanoestruturas Magnéticas*. Tese (Doutorado) - UFRN, 2010.
- [26] MORRISH, A. H. *The Physical Principles of Magnetism*. Primeira edição. [S.l.]: IEEE Press, 2001. ISBN O78036029X.
- [27] REIS, M. *Fundamentals of Magnetism*. First edition. [S.l.]: Academic Press, 2013. ISBN 9780124055452.
- [28] SILVA, A. S. de M. *Nanoelementos Ferromagnéticos Acoplados a Substratos Antiferromagnético*. Dissertação (Mestrado) - UERN, 2011.
- [29] MARTINS JUNIOR, S. M. S. B. *Efeito do campo dipolar em Portas Lógicas Nanomagnéticas*. Dissertação (Mestrado) - UERN, 2015.

- [30] PORRATI, F., HUTH, M. Diagram of the states in arrays of iron nanocylinders. *Applied physics letters*, v. 85, n. 15, p. 3157-3159, 2004.
- [31] GRIMSDITCH, M. et al. Magnetic normal modes in ferromagnetic nanoparticles: A dynamical matrix approach. *Physical Review B*, v. 70, n. 5, p. 054409, 2004.
- [32] ROSS, C. A. et al. Micromagnetic behavior of electrodeposited cylinder arrays. *Physical Review B*, v. 65, n. 14, p. 144417, 2002.
- [33] HA, J. K.; HERTEL, R.; KIRSCHNER, J. Micromagnetic study of magnetic configurations in submicron permalloy disks. *Physical Review B*, v. 67, n. 22, p. 224432, 2003.
- [34] KISELEV, S. II et al. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *arXiv preprint cond-mat/0306259*, 2003.
- [35] KAKA, S. et al. Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators. *Magnetics Conference*, 2006. INTERMAG 2006. IEEE International. IEEE, 2006. p. 2-2.
- [36] CHAPPERT, C., FERT, A., VAN DAU, F. N. The emergence of spin electronics in data storage. *Nature materials*, v. 6, n. 11, p. 813, 2007.
- [37] DANTAS, J. T. S. *Vórtices em nanoestruturas magnéticas elípticas*. Dissertação (Mestrado) - UFRN, 2015.
- [38] SILVA, M. das G. D. da. *Efeitos da Interação Dipolar na Nucleação de Vórtices em Nano-Cilindros Ferromagnéticos*. Tese (Doutorado) - UFRN, 2014.
- [39] DANTAS, A. L. et al. Thermal hysteresis of interface biased dipolar coupled nanoelements. *Journal of Applied Physics*, v. 113, n. 17, p. 17D710, 2013.
- [40] SOUZA, C. M. et al. Controlling the vortex core of thin Permalloy nano-cylinders dipolar coupled to Co polarizers. *Journal of Applied Physics*, v. 115, n. 17, p. 17D110, 2014.
- [41] OLIVEIRA, L. L. et al. Confinement of Magnetic Vortex and Domain Walls in Dipolar-Coupled Concentric Nanocylinders. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 51, n. 11, p. 1-4, 2015.
- [42] SOUZA, C. M. *Descrição das fases magnéticas de Nanocilindros Ferromagnéticos (Fe e Py) acoplados a um polarizador de Cobalto*. Dissertação (Mestrado) - UERN, 2015.
- [43] POROD, W. et al. Nanomagnet logic (nml). In: *Field-Coupled Nanocomputing*. Springer Berlin Heidelberg, 2014. p. 21-32.
- [44] LUCHES, P. et al. Arrays of Metal Nanostructures Produced by Focussed Ion Beam. *ACTA PHYSICA POLONICA SERIES A*, v. 112, n. 6, p. 1297, 2007.

- [45] ROSS, C. A. et al. Fabrication of patterned media for high density magnetic storage. *Journal of Vacuum Science Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, v. 17, n. 6, p. 3168-3176, 1999.
- [46] SCHOLZ, W. et al. Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots. *Journal of magnetism and magnetic materials*, v. 266, n. 1, p. 155-163, 2003.
- [47] METLOV, K. L.; GUSLIENKO, K. Y. Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder. *Journal of magnetism and magnetic materials*, v. 242, p. 1015-1017, 2002.
- [48] BREITKREUTZ, S., et al. Majority gate for nanomagnetic logic with perpendicular magnetic anisotropy. *IEEE Transactions on Magnetics* 48.11, 4336-4339, 2012.
- [49] KARUNARATNE, D. K.; BHANJA, Sanjukta. Study of single layer and multilayer nano-magnetic logic architectures. *Journal of Applied Physics*, v. 111, n. 7, p. 07A928, 2012.
- [50] SUKHOSTAVETS, O. V.; ARANDA, G. R.; GUSLIENKO, K. Y. Magnetization configurations of a tri-layer nanopillar ferromagnet/nonmagnetic spacer/ferromagnet. *Journal of Applied Physics*, v. 111, n. 9, p. 093901, 2012.
- [51] COWBURN, R. P.; ADEYEYE, A. O.; WELLAND, M. E. Controlling magnetic ordering in coupled nanomagnet arrays. *New Journal of Physics*, v. 1, n. 1, p. 16, 1999.
- [52] WORLEDGE, D. C. Magnetic phase diagram of two identical coupled nanomagnets. *Applied physics letters*, v. 84, n. 15, p. 2847-2849, 2004.
- [53] CSABA, G. et al. Simulation of power gain and dissipation in field-coupled nanomagnets. *Journal of Computational Electronics*, v. 4, n. 1, p. 105-110, 2005.
- [54] CARLTON, D. B. et al. Simulation studies of nanomagnet-based logic architecture. *letters*, v. 8, n. 12, p. 4173-4178, 2008.
- [55] KURTZ, S. et al. Non-majority magnetic logic gates: a review of experiments and future prospects for shape-based logic. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v. 23, n. 5, p. 053202, 2011.
- [56] NIEMIER, M. T. et al. Nanomagnet logic: progress toward system-level integration. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v. 23, n. 49, p. 493202, 2011.
- [57] POROD, W. et al. Nanomagnet logic (nml). In: *Field-Coupled Nanocomputing*. Springer Berlin Heidelberg, p. 21-32, 2014.
- [58] ORLOV, A. et al. Magnetic quantum-dot cellular automata: Recent developments and prospects. *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, v. 3, n. 1, p. 55-68, 2008.
- [59] LENT, C. S. et al. Quantum cellular automata. *Nanotechnology*, v. 4, p. 49, 1992.

- [60] IMRE, A. et al. Majority logic gate for magnetic quantum-dot cellular automata. *SCIENCE*, v. 311, p. 205, 2006.
- [61] COWBURN, R. Magnetic nanodots for device applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 242, p. 505, 2002.
- [62] PARISH, M. C. B.; FORSHAW, M. Physical constraints on magnetic quantum cellular automata. *Appl. Phys. Lett.*, v. 83, p. 2046, 2003.