



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**O MODELO DE STONER-WOHLFARTH COM
TEMPERATURA E INTERAÇÃO ENTRE
AS PARTÍCULAS MAGNÉTICAS**

Thiago Brito Gonçalves Guerra

CAMPINA GRANDE - PB

Fevereiro - 2013

UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**O MODELO DE STONER-WOHLFARTH COM
TEMPERATURA E INTERAÇÃO ENTRE
AS PARTÍCULAS MAGNÉTICAS**

Thiago Brito Gonçalves Guerra

Dissertação realizada sob a orientação do Prof. Dr. Lincoln Rodrigues Sampaio de Araújo, apresentada à Unidade Acadêmica de Física em complementação aos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

CAMPINA GRANDE - PB

Fevereiro - 2013

*Dedico este trabalho aos meus pais,
Mauricio e Bernadete e às minhas
irmãs Elaine e Aline que mesmo
enfrentando muitas dificuldades,
me ajudaram a priorizar
a educação.*

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Lincoln Rodrigues Sampaio de Araújo , pela orientação, sugestão, estímulo, paciência e competência com que conduziu este trabalho.

Aos Profs. Adriano Albuquerque, Cleverson Figueiras, Danievertton Moretti, Francisco Brito e Rômulo Rodrigues pelo conhecimento compartilhado durante o mestrado.

Aos professores constituintes da Banca Examinadora.

Aos meus pais Mauricio e Bernadete e as minhas irmãs Alaine e Aline que enfrentaram comigo todos os obstáculos.

Aos demais familiares.

Aos colegas Cicero Alecio, Járdel Lucena, Júlio César, Luis Eduardo, Marcílio Veras, Mikael Souto, Pablo Rafael, Pablo Sampaio, Raoni Moreira e Romeu Castro por tudo que passamos juntos, pois cada um sabe o tamanho de sua contribuição.

Aos demais colegas de pós-graduação, graduação, funcionários e demais professores da Unidade Acadêmica de Física pela grata convivência durante a minha permanência nesta Unidade.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo suporte financeiro.

*A mente que se abre a uma nova ideia
jamais voltará ao seu tamanho original.*

Albert Einstein

RESUMO

O nanomagnetismo tem sido extensamente estudado nos últimos anos, devido principalmente às suas diversas possibilidades de aplicações. Bastante destaque tem sido dado às nanopartículas magnéticas. Nesse contexto, o presente trabalho se propõe a apresentar e generalizar o primeiro modelo empregado para descrever o magnetismo de pequenas partículas, que foi desenvolvido por Stoner e Wohlfarth em 1948, conhecido como modelo de Stoner-Wohlfarth. Nele considera-se uma pequena partícula magnética com único domínio, anisotropia uniaxial, mantida a $T = 0$ K e não interagente. Neste caso, a energia de troca entre os spins da partícula é constante e não desempenha qualquer papel na minimização da energia. Conseqüentemente há uma competição entre a energia de anisotropia da partícula e o efeito do campo aplicado. Com este modelo, pode-se estudar o comportamento da magnetização de uma única partícula, bem como de um arranjo de partículas em função do campo aplicado (curva de histerese). Com isso, é possível obter informações importantes como o campo coercivo e a magnetização remanente. A generalização do modelo envolveu a inclusão do efeito da temperatura no sistema, através do modelo de relaxação de Arrhenius-Néel e o cálculo do efeito das interações magnéticas (dipolar ou troca) entre as partículas, através do modelo de aproximação de campo médio. Por fim, usaremos os gráficos de Henkel para analisar a existência da interação, e as curvas de δM para obtermos informações sobre o tipo e a intensidade delas.

Palavra-chave: Magnetismo, Nanopartículas, Modelo de Stoner-Wohlfarth, Gráficos de Henkel, Teoria de campo médio.

Conteúdo

Lista de Figuras	iii
1 Introdução	1
2 Fundamentação Teórica	4
2.1 Conceitos básicos de magnetismo	4
2.2 Classificação dos materiais magnéticos	5
2.3 Interações entre partículas magnéticas	8
2.3.1 Interação dipolar	8
2.3.2 Interação de troca	8
2.4 Anisotropia magnética	9
2.4.1 Anisotropia magnetocristalina	9
2.4.2 Anisotropia de forma	10
2.5 Domínios magnéticos	13
2.5.1 Parede de domínio	13
2.5.2 Estruturas de domínios simples e suas energias	14
2.5.3 Largura da parede de domínio	15
2.5.4 Partículas com único domínio	17
3 O modelo de Stoner-Wohlfarth	20
3.1 A partícula de Stoner-Wohlfarth	20
3.2 A energia de uma partícula de SW	21
3.3 O campo crítico	22
3.4 A magnetização no modelo de Stoner-Wohlfarth	24
3.4.1 A magnetização de uma única partícula	25
3.4.2 Ciclo de histerese para uma única partícula	25
3.4.3 A magnetização de um arranjo de partículas com orientação aleatória	28
3.4.4 Ciclo de histerese para um arranjo de partículas	28
3.5 Gráficos de Henkel de partículas ferromagnéticas com único domínio . .	30
3.5.1 A remanência da magnetização	31
3.5.2 A remanência da desmagnetização	31
3.5.3 Relações entre as curvas de remanência para sistemas de partículas uniaxiais não interagentes	32
3.5.4 Gráficos de Henkel para o modelo de SW	33

4	Generalização do modelo de Stoner-Wohlfarth	36
4.1	O modelo de relaxação de Arrhenius-Néel	36
4.1.1	Modelo de Garcia-Otero (Modelo 1)	38
4.1.2	Modelo de Crew (Modelo 2)	39
4.2	Coercividade de um sistema de partículas idênticas alinhadas e não interagentes	42
4.3	Curvas de histerese para uma única partícula em uma temperatura $T > 0$	43
4.4	Curvas de histerese para um arranjo de partículas em uma temperatura $T > 0$	45
4.5	Interações magnéticas entre nanopartículas	51
4.5.1	Interação entre partículas magnéticas: A teoria de campo médio no modelo de SW	52
4.5.2	Gráficos de Henkel para sistemas de partículas interagentes usando a teoria de campo médio	55
5	Conclusões	60
A	O campo crítico	62
B	Solução da equação diferencial	65
	Bibliografia	67

Lista de Figuras

2.1	Curvas de M-H para materiais: (a) diamagnético (DM), (b) paramagnético (PM), (c) partículas ferromagnéticas (FM) (multidomínios e único domínio) ou (d) superparamagnética (SPM) (adaptado de [11]).	6
2.2	Ciclo de histerese típico de um material FM e alguns pontos importantes como: o campo coercivo H_c e magnetização remanente M_r e a magnetização de saturação M_s (adaptado de [13]).	7
2.3	Magnetização para diferentes direções cristalográficas de um único cristal de ferro, níquel e cobalto (adaptado de [20]).	9
2.4	Esferoide prolato (adaptado de [21]).	11
2.5	Esferoide com polos de superfície (adaptado de [26]).	12
2.6	Parede de domínio 180° (a) e 90° (b) [20].	14
2.7	Uma parede 180° de Bloch (a) e de Néel (b) [27].	14
2.8	A formação de domínios em um cristal [28].	14
3.1	Sistema de coordenadas para uma partícula elipsoidal com o eixo de anisotropia formando um ângulo θ e a magnetização formando um ângulo ϕ com a direção de campo aplicado (adaptado de [35]).	21
3.2	A variação do h_{cri} com θ	23
3.3	Campo crítico para $\theta = 30^\circ$	24
3.4	Curvas de histerese para um esferoide prolato para alguns ângulos entre o eixo fácil e a direção do campo aplicado obtida por SW (adaptado de [35]).	26
3.5	Curvas de histerese para uma partícula com a forma de um esferoide prolato com diferentes orientações θ	26
3.6	Os campos h_{cri} , h_c e a m_r em função de θ	27
3.7	Curva de histerese para um arranjo de partículas prolato esferoidal, monodomínios, orientadas ao acaso, e que invertem a magnetização por rotação coerente. A magnetização do arranjo é representada por $\cos(\phi)$, e h é o campo reduzido.	29
3.8	Explicação de como medir a remanência da magnetização $M_R(h)$ e a remanência da desmagnetização $M_D(h)$ (Adaptado de [42]).	32
3.9	A remanência da magnetização $M_R(h)$ e a remanência da desmagnetização $M_D(h)$ para o modelo de SW.	34
3.10	Os dois tipos de remanência para um sistema de partículas idênticas de SW orientada aleatoriamente. A remanência da magnetização reduzida $m_r(h)$ e a remanência da desmagnetização reduzida $m_d(h)$	34

3.11	Gráfico de Henkel para o modelo de SW.	35
4.1	Energia reduzida em função de ϕ	36
4.2	Barreira de energia reduzida Δe_1 entre o mínimo ϕ_1 e máximo ϕ_2	40
4.3	Barreira de energia reduzida Δe_2 entre o mínimo ϕ_3 e máximo ϕ_2	41
4.4	Ciclo de histerese de uma única partícula com $\theta = 0^\circ$ para algumas t_r	43
4.5	Campo coercivo de uma única partícula com $\theta = 0^\circ$ para algumas t_r	44
4.6	Comparando o ciclo de histerese de uma única partícula usando o modelo de Stoner-Wohlfarth (válido para $T = 0$ K) para alguns valores de θ com o obtido usando o modelo 1 para uma temperatura de 300 K.	45
4.7	Ciclo de histerese de um arranjo de partículas orientadas aleatoriamente para algumas temperaturas reduzidas usando o modelo 1.	46
4.8	Parte do ciclo de histerese de um arranjo de partículas orientadas aleatoriamente para várias temperaturas reduzidas usando o modelo 1.	47
4.9	O campo coercivo em função da temperatura reduzida para o modelo 1.	47
4.10	Ciclo de histerese para algumas temperaturas reduzidas usando o modelo 2.	48
4.11	Parte do ciclo de histerese para algumas t_{r2} usando o modelo 2.	49
4.12	O campo coercivo em função da temperatura reduzida para o modelo 2.	49
4.13	Comparação entre os ciclos de histerese usando os modelos 1 e 2.	51
4.14	Ciclo de histerese com interação entre partículas usando a teoria de campo médio.	53
4.15	Campo coercivo em função de α	54
4.16	Magnetização remanente em função de α	54
4.17	Curvas de M_R para alguns α positivos.	56
4.18	Curvas de M_D para alguns α positivos.	56
4.19	Plot de Henkel para α positivos.	57
4.20	Curvas de δM para α positivos.	57
4.21	Plot de Henkel para α negativos.	58
4.22	Curvas de δM para α negativos.	58

Capítulo 1

Introdução

A nanociência e a nanotecnologia têm atraído nos últimos anos bastante interesse da comunidade científica, tanto devido aos desafios relacionados à compreensão de suas propriedades físicas e químicas, quanto às diversas possibilidades de aplicações tecnológicas.

Vivemos a era da nanotecnologia, por isso é cada vez mais necessário compreendermos os fenômenos que têm sido descobertos em materiais com tal escala. Os materiais nanométricos ou nanomateriais, correspondem a filmes finos, nanofios e às nanopartículas que possuem respectivamente uma, duas e três dimensões nanométricas. Bastante destaque tem sido dado nas últimas décadas às nanopartículas magnéticas devido principalmente às potenciais aplicações tecnológicas [1, 2, 3].

Nanopartículas magnéticas são utilizadas como componentes ativos dos ferrofluidos, na gravação magnética, nos discos rígidos, em materiais biomédicos, em catalisadores e em ímãs permanentes. Mídias magnéticas feitas a partir dessas nanopartículas prometem ter um densidade de armazenamento de dados muito maior do que os discos rígidos dos computadores mais avançados. A possibilidade de controlar o movimento de um conjunto de nanopartículas magnéticas com o fato dos campos magnéticos penetrarem os tecidos humanos sem obstáculo permitem que nanopartículas transportem e distribuam pacotes, tais como fármacos anticancerígenos para uma área-alvo do corpo humano, dentre outras aplicações [4, 5].

O primeiro estudo sistemático para entender o magnetismo de pequenas partículas, foi desenvolvido por Stoner e Wohlfarth (SW) em 1948, conhecido como modelo de SW ou modelo de rotação coerente, ele é usado para o caso simples em que a anisotropia é uniaxial e de segundo grau. Este modelo é baseado em duas hipóteses: temperatura zero e nenhuma interação entre partículas. Dentro deste modelo estático, o plano definido pelo eixo fácil e o campo magnético aplicado também contém a magnetização. Portanto, o problema é reduzido a um problema 2D. O modelo também pode ser aplicado para estudar as curvas de magnetização de um conjunto de nanopartículas com uma distribuição aleatória dos eixos de anisotropia [6, 7].

Neste trabalho vamos usar o modelo de SW para estudar o comportamento da magnetização de uma única partícula em função do campo aplicado bem como de um arranjo de partículas e com isso obter informações importantes tais como o campo coercivo e a magnetização remanente. Inicialmente sem levarmos em consideração a existência de temperatura e interação, usaremos os gráficos de Henkel para esses sistemas. Posteriormente mostraremos como inserir temperatura no modelo de SW e com isso estudaremos a dependência térmica do campo coercivo tanto de uma única partícula quanto de um conjunto de partículas. Além disso, vamos inserir interações entre as partículas usando a teoria de campo médio e mostraremos como o campo coercivo e a magnetização remanente mudam com o parâmetro adimensional de campo médio. Por fim, construiremos gráficos de Henkel e as curvas de δM para analisarmos a existência da interação, o tipo e sua intensidade usando a teoria de campo médio. A inclusão destes parâmetros no modelo de Stoner-Wohlfarth permitem o estudo de outros efeitos em arranjos de nanopartículas e sua aplicação em sistemas reais.

Este trabalho está organizado da seguinte forma. No Capítulo 2, introduzimos os conceitos básicos sobre magnetismo e nanopartículas magnéticas. No Capítulo 3, apresentamos o modelo de Stoner-Wohlfarth acrescentando algumas informações ao mesmo. No Capítulo 4, inserimos temperatura e interação no modelo de Stoner-

Wohlfarth. Construimos gráficos de Henkel para analisarmos a existência da interação, o tipo e sua intensidade. Por fim, no Capítulo 5 apresentamos os nossos comentários finais.

Capítulo 2

Fundamentação Teórica

2.1 Conceitos básicos de magnetismo

Os fenômenos magnéticos são amplamente utilizados no desenvolvimento de novas tecnologias, desde sistemas de geração e distribuição de energia a sistemas de conversão eletromecânica, eletrônicos, telecomunicações, informática até a medicina [8].

Existem três quantidades importantes para a descrição macroscópica do magnetismo na matéria: o campo magnético \vec{H} , a indução magnética \vec{B} e a magnetização \vec{M} .

Campos magnéticos são gerados por correntes elétricas. No vácuo, a indução magnética é diretamente proporcional ao campo magnético, sendo a constante de proporcionalidade a permeabilidade magnética do vácuo, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}. \quad (2.1.1)$$

Microscopicamente, a magnetização surge da ordenação dos momentos magnéticos atômicos. Ela é definida como a quantidade de momentos magnéticos $\vec{\mu}_i$ por unidade de volume V do material,

$$\vec{M} = \sum_i \frac{\vec{\mu}_i}{V}. \quad (2.1.2)$$

Portanto, para que haja magnetização é preciso que hajam momentos magnéticos, e que estes, em média apontem para a mesma direção [9, 10].

Dentro de um material magnético \vec{B} e \vec{H} podem diferir em magnitude e direção devido a \vec{M} , a relação entre essas três quantidades é:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}). \quad (2.1.3)$$

2.2 Classificação dos materiais magnéticos

Os materiais magnéticos podem ser convenientemente classificados em termos de sua suscetibilidade magnética χ_m , que descreve a magnetização induzida num material pela aplicação de um campo. Essas grandezas estão relacionadas por:

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H}. \quad (2.2.4)$$

A maioria dos materiais exibe pouco magnetismo e mesmo assim, só na presença de um campo aplicado, estes materiais são classificados como:

- Diamagnético (DM) – Não possui momento magnético intrínseco, χ_m é pequena e negativa (varia entre -10^{-6} a -10^{-3}). Ou seja, o momento magnético induzido pela aplicação de campo magnético externo é contrário e proporcional ao campo que o causou;
- Paramagnético (PM) – Possui momento magnético intrínseco não interagente entre si. Na ausência de campo magnético nestes materiais a magnetização é nula, e possui χ_m que varia de $(10^{-6}$ a $10^{-1})$.

No entanto, alguns materiais apresentam estados magnéticos ordenados mesmo sem a aplicação de nenhum campo, abaixo de uma temperatura crítica, alguns destes são classificados como:

- Ferromagnético (FM) – Apresenta uma alta magnetização espontânea, que está relacionada ao fato destes possuírem momentos magnéticos intrínsecos altamente interagentes que se alinham paralelamente entre si;

- Superparamagnético (SPM) – Para partículas muito pequenas a barreira de energia ($\Delta E_B = KV$) é comparável a energia térmica $K_B T$ a magnetização é facilmente invertida por flutuações térmicas, onde K_B é a constante de Boltzmann. Para ($K_B T \gg KV$) (altas temperaturas ou pequenos volumes), o sistema irá comportar-se como um PM, embora os momentos não sejam os atômicos, mas, grandes grupos de momentos dentro da partícula. Esse sistema é chamado de superparamagnético [11, 8].

A figura 2.1 mostra as respostas magnéticas associadas com algumas classes de materiais magnéticos:

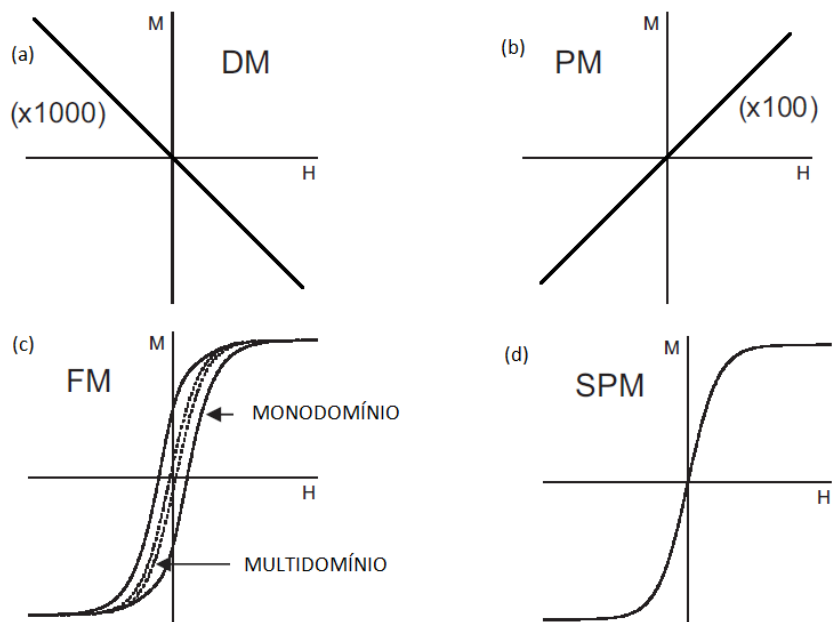


Figura 2.1: Curvas de M-H para materiais: (a) diamagnético (DM), (b) paramagnético (PM), (c) partículas ferromagnéticas (FM) (multidomínios e único domínio) ou (d) superparamagnética (SPM) (adaptado de [11]).

Os materiais FM frequentemente apresentam histerese, que é um processo de irreversibilidade na magnetização, relacionada geralmente com impurezas que aprisionam as paredes de domínio magnético, ou ainda, com defeitos intrínsecos tais como a anisotropia magnética da rede cristalina. Essa irreversibilidade dá origem a curvas abertas chamadas ciclos de histerese, com a magnetização se aproximando de um valor de sa-

turação para valores altos do campo. O conceito de histerese está ligado a sistemas não lineares onde o comportamento depende tanto do estado atual quanto de sua história [12].

Os ciclos de histerese também dependem do tamanho das partículas. Em partículas grandes (da ordem de μm ou mais) existe um estado de multidomínios e o ciclo de histerese é estreito, enquanto que, em partículas menores há um estado de único domínio e o ciclo de histerese é largo. Para tamanhos ainda menores (da ordem de dezenas de nm ou menos) podemos ter o superparamagnetismo (SPM) figura 2.1 (d) [11].

A figura 2.2 mostra alguns pontos importantes de um ciclo de histerese para um material FM.

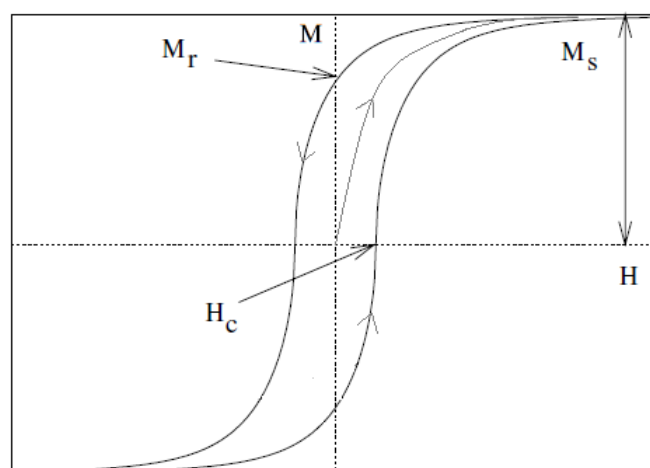


Figura 2.2: Ciclo de histerese típico de um material FM e alguns pontos importantes como: o campo coercivo H_c e magnetização remanente M_r e a magnetização de saturação M_s (adaptado de [13]).

As principais características do ciclo de histerese são:

- O campo coercivo (H_c) é o valor do campo para o qual a magnetização se anula;
- A magnetização de saturação (M_s) é atingida quando todos os momentos magnéticos estão alinhados ao longo da direção do campo, resultando no maior valor que a magnetização pode assumir;
- A magnetização remanente (M_r) é o valor residual da magnetização quando o

campo é reduzido para zero [13].

2.3 Interações entre partículas magnéticas

Existem diferentes tipos de interações entre partículas magnéticas, dependendo da distância, as principais interações são: a dipolar e a de troca (exchange).

2.3.1 Interação dipolar

A energia de dois momento magnéticos $\vec{\mu}_i$ e $\vec{\mu}_j$ separados por uma distância \vec{r} é dada por,

$$E_{dip} = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \left[\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - \left(\frac{3}{r^2} \right) (\vec{\mu}_i \cdot \vec{r}) (\vec{\mu}_j \cdot \vec{r}) \right]. \quad (2.3.5)$$

Essa interação é de longo alcance, anisotrópica, depende da separação e do grau de alinhamento mútuo entre os momentos magnéticos [14, 15, 16].

A energia dessa interação pode ser facilmente estimada assumindo que $\mu_i = \mu_j = 1\mu_B$ e $r = 1\text{Å}$, fazendo essa aproximação chegamos a uma energia de aproximadamente 0.1 meV. A temperatura correspondente a essa energia ($E = K_B T$) é muito inferior a 1 K. Portanto, sua intensidade é muito fraca para explicar as altas temperaturas de ordenamento de muitos materiais magnéticos (algumas em torno de 1000 K) [17].

2.3.2 Interação de troca

A interação de troca foi primeiro tratada por Heisenberg em 1928, para interpretar a origem dos campos moleculares extremamente grandes que atuam nos materiais ferromagnéticos e é a maior interação magnética [18, 19].

Ela é responsável pelos spins estarem alinhados paralelamente nos materiais FM ou antiparalelo nos AF. A energia dessa interação é dada por:

$$E_{ex} = -2J\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (2.3.6)$$

onde J é a integral de troca.

No caso dos materiais FM $J > 0$, a energia de troca é mínima quando todos os spins estão paralelos. No caso dos materiais AF, $J < 0$ [20].

2.4 Anisotropia magnética

É fato experimental que alguns monocristais de materiais FM possuem um ou vários eixos chamados de eixos fáceis, ao longo do qual a magnetização prefere alinhar-se, e o eixo difícil ou duro. Para que haja uma mudança da magnetização para uma direção diferente do eixo fácil, será necessário a aplicação de um campo magnético externo [18, 19].

A figura 2.3 mostra diferentes comportamentos da magnetização em função do campo quando este é aplicado em diferentes direções cristalográficas:

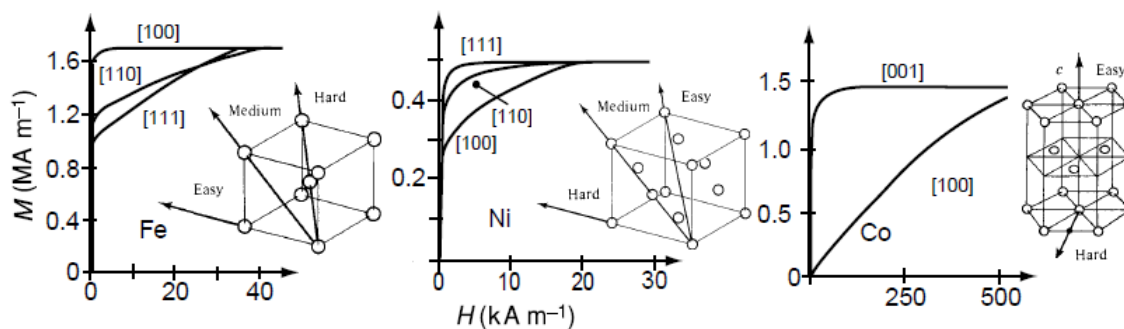


Figura 2.3: Magnetização para diferentes direções cristalográficas de um único cristal de ferro, níquel e cobalto (adaptado de [20]).

O termo anisotropia magnética é usado para descrever a dependência interna da energia na direção da magnetização espontânea. Basicamente, as duas principais fontes de anisotropia magnética são: a interação dipolar magnética e a interação spin-órbita [22].

2.4.1 Anisotropia magnetocristalina

A anisotropia magnetocristalina ou cristalina é o tipo mais importante de anisotropia. Sua origem física está na interação entre os orbitais eletrônicos e o spin do elétron, denominada interação spin-órbita.

A interação spin-órbita cria o magnetismo orbital e acopla o sistema de spin com a rede cristalina. Os elétrons dos orbitais estão ligados à estrutura cristalográfica, devido à sua interação com os spins faz com que estes prefiram alinhar-se a eixos cristalográficos bem definidos. Ou seja, existem direções no espaço em um material magnético que é mais fácil para magnetizar que em outras, essas direções são chamadas de eixos fáceis. Isto resulta em uma energia total que depende da orientação relativa da magnetização aos eixos cristalinos. A forma mais simples de anisotropia cristalina é a uniaxial [23, 19].

Para sistemas com simetria uniaxial, a energia cristalina uniaxial E_c de acordo com [24], pode ser escrita de forma aproximada como:

$$E_c(\theta) = KV \sin^2(\theta) + K_1V \sin^4(\theta) + \dots \quad (2.4.7)$$

onde θ é o ângulo entre a magnetização e o eixo fácil.

Normalmente, no caso de partículas de materiais FM com único domínio e anisotropia uniaxial, a maioria dos cálculos são realizados desprezando K_1 e os outros coeficientes de ordem superior, uma vez que estes são desprezíveis comparado com K . Assim, a energia cristalina uniaxial pode ser escrita como,

$$E_c(\theta) = KV \sin^2(\theta). \quad (2.4.8)$$

onde K é a constante de anisotropia uniaxial de segunda ordem [7]. Esta expressão descreve dois mínimos locais de energia ($\theta = 0$ e π) separados por uma barreira de energia $\Delta E = KV$ ($\theta = \pi/2$).

2.4.2 Anisotropia de forma

Este tipo de anisotropia é encontrada em elipsoides, filmes finos e cilindros longos, entre outros. Entre as fontes mais importantes da anisotropia de forma está a interação dipolar magnética que é uma interação de longo alcance, que detecta os limites exteriores da amostra [25, 11].

Considerando uma amostra sem nenhuma orientação preferencial e, conseqüentemente, sem anisotropia cristalina, se ela possui forma esférica, um campo aplicado constante irá magnetizá-la da mesma forma em qualquer direção. Mas, se ela possuir a forma de um esferoide prolato (ver figura 2.4), será mais fácil magnetizá-lo ao longo do eixo maior do que ao longo do menor.

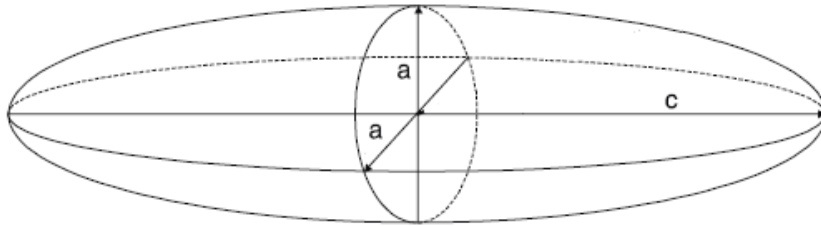


Figura 2.4: Esferoide prolato (adaptado de [21]).

Isto surge devido ao campo de desmagnetização, que é menor na direção do eixo longo, porque os polos induzidas na superfície da amostra estão mais afastados [21, 14].

De acordo com [26], a energia potencial magnetostática pode ser escrita como:

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}, \quad (2.4.9)$$

onde \vec{B} inclui o campo externo \vec{H}_0 (ou $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}_0$) e o campo de desmagnetização \vec{H}_d do corpo que é proporcional à magnetização que ele cria.

O campo total interno dentro de um material magnetizado é,

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_d. \quad (2.4.10)$$

Sendo,

$$\vec{\mu} = V\vec{M}, \quad (2.4.11)$$

e usando as equações (2.4.10) e (2.4.11) podemos escrever a equação (2.4.9) como:

$$E = -\mu_0 V \vec{M} \cdot \vec{H}_0 - \frac{1}{2} \mu_0 V \vec{M} \cdot \vec{H}_d. \quad (2.4.12)$$

Esses dois termos geralmente são separados e recebem nomes diferentes. O primeiro termo é denominado de energia Zeeman ou do campo magnético,

$$E_H = -\mu_0 V \vec{M} \cdot \vec{H}_0. \quad (2.4.13)$$

O segundo termo é denominado de energia magnetostática ou desmagnetizante,

$$E_d = -\frac{1}{2} \mu_0 V \vec{M} \cdot \vec{H}_d, \quad (2.4.14)$$

O fator 1/2 decorre do fato que esta energia está relacionada a uma interação dipolar, e nesta interação, cada dipolo interage com o dipolo anterior e também com o posterior, assim, ela é contada duas vezes e \vec{H}_d é dado por,

$$\vec{H}_d = -N \vec{M}. \quad (2.4.15)$$

onde N é o tensor de desmagnetização.

A figura 2.4 mostra os polos de superfície, o campo de desmagnetização para um esferoide com a magnetização \vec{M}_s fazendo um ângulo θ , em relação ao eixo z .

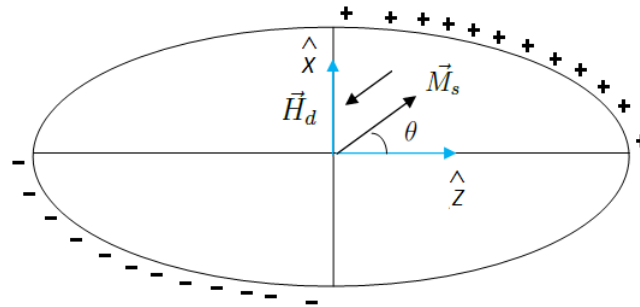


Figura 2.5: Esferoide com polos de superfície (adaptado de [26]).

Podemos escrever a magnetização \vec{M}_s , para esse caso como:

$$\vec{M}_s = M_s \sin(\theta) \hat{x} + M_s \cos(\theta) \hat{z}. \quad (2.4.16)$$

Cada componente da magnetização está ao longo de um eixo e possui um campo de desmagnetização antiparalelo associado [26]. Portanto, podemos escrever:

$$\vec{H}_d = -N_x M_s \sin(\theta) \hat{x} - N_z M_s \cos(\theta) \hat{z}, \quad (2.4.17)$$

substituindo as equações (2.4.16) e (2.4.17) em (2.4.14) podemos escrever,

$$E_d = \frac{1}{2} \mu_0 V M_s^2 (N_x \sin^2 \theta + N_z \cos^2 \theta). \quad (2.4.18)$$

Tanto a energia magnetostática para um esferoide, dada pela equação (2.4.18), quanto a energia de anisotropia uniaxial dada pela equação (2.4.8), podem ser unidas até primeira ordem como:

$$E_d = \frac{1}{2} \mu_0 V M_s^2 (N_x - N_z) \sin^2 \theta, \quad (2.4.19)$$

onde o termo constante da energia foi omitido (redefinido como zero da energia).

A equação (2.4.19) pode ser escrita como,

$$E_d = \Delta E \sin^2 \theta, \quad (2.4.20)$$

onde ΔE é a barreira de energia efetiva da anisotropia e $K = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 (N_x - N_z)$ a constante de anisotropia uniaxial. Dizemos que a anisotropia é uniaxial para um esferoide, quando o eixo de fácil magnetização está paralelo ao eixo maior [14, 26].

2.5 Domínios magnéticos

Em 1907 P. Weiss propôs que os materiais ferromagnéticos são divididos em pequenas regiões uniformemente magnetizadas que apresentam uma orientação paralela de todos os momentos magnéticos chamadas de domínios magnéticos. Dentro de cada domínio a magnetização local atinge o valor de saturação, mas, nem sempre as direções da magnetização de domínios magnéticos diferentes são paralelas. Entre dois domínios adjacentes existe uma fronteira chamada de parede de domínio [17, 23].

2.5.1 Parede de domínio

As paredes de domínio podem ser classificadas de acordo com o ângulo entre a magnetização de cada domínio.

Uma parede de domínio 180° separa domínios com magnetizações opostas figura 2.6 (a), a parede 90° separa domínios com magnetizações perpendiculares, conforme mostra a figura 2.6 (b) [20].

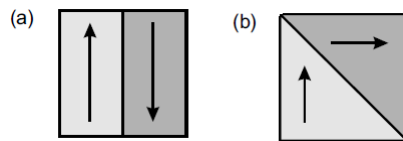


Figura 2.6: Parede de domínio 180° (a) e 90° (b) [20].

O tipo mais comum de parede 180° é a parede de Bloch na qual a magnetização rotaciona em planos paralelo ao plano da parede figura 2.7 (a). Outra configuração possível é a parede de Néel na qual a rotação da magnetização ocorre em um plano que é perpendicular ao plano da parede de domínio como mostra a figura 2.7 (b) [23, 27].

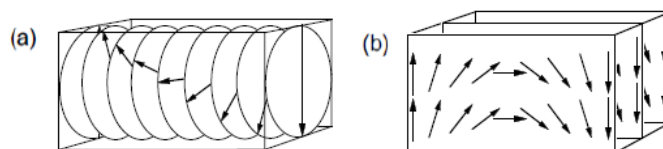


Figura 2.7: Uma parede 180° de Bloch (a) e de Néel (b) [27].

2.5.2 Estruturas de domínios simples e suas energias

Podemos compreender a origem dos domínios considerando a figura 2.8:

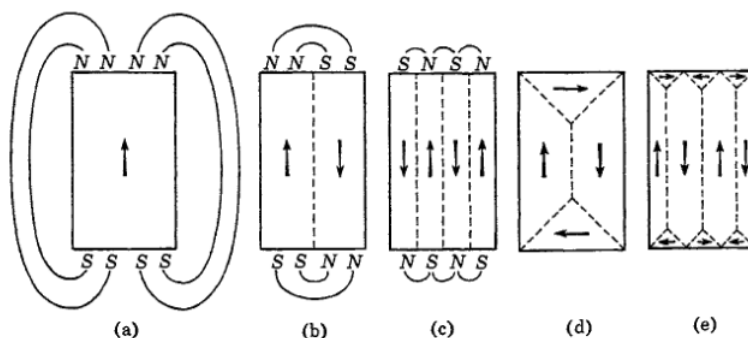


Figura 2.8: A formação de domínios em um cristal [28].

Em (a) temos um único cristal largo de um material com anisotropia uniaxial e um único domínio, magnetizado espontaneamente paralelo ao eixo fácil. Nesse estado, há uma alta densidade de polos na superfície e um alto valor de energia magnética associado tanto com o campo interno quanto com o externo obtidos a partir desses polos.

Em (b), a energia magnética é reduzida a aproximadamente à metade do valor inicial, dividindo o cristal em dois domínios magnetizados em direções opostas. Isso ocorre porque os polos norte e sul ficam mais próximos um do outro, diminuindo assim a extensão espacial do campo e seus fatores de desmagnetização [26].

Em (c), com N domínios, a magnetização é reduzida a aproximadamente $1/N$ da energia magnética de (a), por causa da redução do campo externo da amostra.

Em (d) e (e) a energia magnética é nula. A componente da magnetização normal à parede é contínua e, portanto, não existe nenhum campo magnético externo associado à magnetização.

A formação de domínios é sempre o resultado da possibilidade de reduzir a energia de um sistema, passando de uma configuração uniforme, com uma alta energia magnética, para uma configuração de domínio com uma energia magnética menor. Mas esta divisão em domínios cada vez menores não pode manter-se indefinidamente, porque cada parede formada no cristal tem uma certa largura e energia. Eventualmente um tamanho de domínio de equilíbrio deve ser alcançado [21, 28].

2.5.3 Largura da parede de domínio

As duas energias mais importantes que afetam a largura da parede de domínio são a energia de troca e a energia de anisotropia magnetocristalina [23].

Em um material ferromagnético há um custo de energia para girar spins vizinhos. A energia de troca entre dois spins é dada por:

$$E_{ex} = -2JS_2 \cdot \vec{S}_2 = -2JS^2 \cos(\theta). \quad (2.5.21)$$

Se $\theta = 0$ sua energia é,

$$E_{ex} = -2JS^2, \quad (2.5.22)$$

O custo de energia para ter $\theta \neq 0$ é de aproximadamente,

$$E_{ex} = JS^2\theta^2, \quad (2.5.23)$$

onde usamos $\cos(\theta) = 1 - \theta^2/2$ para $\theta \ll 1$.

Em uma parede de Bloch, spins giram sobre N sítios por um ângulo π (ver figura 2.7 (a)). Assim o custo de energia de uma linha de spins é igual a N contribuições de $JS^2\theta^2$ onde $\theta = \pi/N$, ou seja,

$$E_{ex} = \frac{JS^2\pi^2}{N}. \quad (2.5.24)$$

Numa parede de Bloch temos planos de spins e por isso estamos interessados na energia por unidade de área da parede E_{ex}^{BW} ,

$$E_{ex}^{BW} = JS^2 \frac{\pi^2}{Na^2}. \quad (2.5.25)$$

onde a é o espaçamento da rede. Essa energia tende para zero quando $N \rightarrow \infty$, ou seja, quanto mais grossa a parede menor o aumento de energia, conseqüentemente, a parede de domínio tende para um comprimento infinito. A outra energia que contribui para a formação da parede é a energia de anisotropia magnetocristalina [17].

A densidade de energia magnetocristalina uniaxial é dada por,

$$E_c = K \sin^2(\theta), \quad (2.5.26)$$

tomando $K > 0$ os spins preferem alinhar-se ao longo de $\theta = 0$ ou $\theta = \pi$. Somando a contribuição de cada um dos N spins e substituindo a soma por uma integral, a energia será:

$$E_c = \sum_{i=1}^N K \sin^2(\theta_i) \approx \frac{N}{\pi} \int_0^\pi K \sin^2(\theta) d\theta = \frac{1}{2}NK, \quad (2.5.27)$$

a contribuição da energia por unidade de área da parede (E_c^{BW}) pode então ser escrita como:

$$E_c^{BW} = \frac{1}{2}aNK. \quad (2.5.28)$$

que tende a comprimir a parede e torná-la menor [17].

A energia total da parede de Bloch é dada por:

$$E^{BW} = JS^2 \frac{\pi^2}{a^2} \frac{1}{N} + \frac{1}{2} aNK, \quad (2.5.29)$$

encontramos a configuração de equilíbrio utilizando $dE^{BW}/dN = 0$,

$$0 = \frac{dE^{BW}}{dN} = \frac{1}{2} aK - JS^2 \frac{\pi^2}{a^2} \frac{1}{N^2}, \quad (2.5.30)$$

o que leva a um valor de N dado por,

$$N = \pi S \sqrt{\frac{2J}{a^3 K}}, \quad (2.5.31)$$

de modo que a largura da parede de Bloch é,

$$\delta = Na = \pi S \sqrt{\frac{2J}{Ka}}. \quad (2.5.32)$$

Em termos do parâmetro A a largura da parede de domínio δ pode ser escrita como:

$$\delta = \pi \sqrt{\frac{A}{K}}, \quad (2.5.33)$$

com,

$$A = \frac{2JS^2}{a}. \quad (2.5.34)$$

2.5.4 Partículas com único domínio

Uma partícula terá único domínio (monodomínio) quando ela for menor do que a largura da parede de domínio, o que impossibilita a divisão da partícula em dois domínios. Uma outra forma de saber se as partículas possuem um ou mais domínios se dá através da análise da energia da parede.

À medida que as dimensões de um material FM são reduzidas, a energia para a formação da parede torna-se grande em comparação com a energia magnetostática. As condições para a formação de domínios e, portanto, de paredes de domínio, tornam-se progressivamente menos favoráveis até que um tamanho crítico é atingido, abaixo do

qual a subdivisão em domínios não é mais energeticamente favorável, então a amostra torna-se único domínio [29, 30].

Uma partícula de um material FM deverá consistir de um único domínio magnético abaixo de um tamanho crítico. As primeiras estimativas dos tamanhos críticos dessas partículas foram feitas por Kittel [29]. Um raio de aproximadamente 10–1000 nm foi estimado para uma amostra esférica de um material FM comum.

De acordo com a referência [14] o raio crítico r_c , abaixo do qual uma partícula possui único domínio é dado por,

$$r_c \approx 9 \frac{\sqrt{AK}}{\mu_0 M_s^2}, \quad (2.5.35)$$

onde A e K são respectivamente as constantes de troca e de anisotropia uniaxial. A tabela 1 mostra o raio crítico para alguns materiais magnéticos.

Tabela 1: Raio crítico para partículas terem único domínio [14].

Material	Raio crítico (nm)
<i>Fe</i>	15
<i>Fe₃O₄</i>	30
<i>Co</i>	35
<i>Ni</i>	55
<i>SmCo₅</i>	750

Dependendo do tamanho, as partículas apresentam diferentes comportamentos magnéticos. Em particular, apresentam diferentes mecanismos para a reversão da direção da magnetização sob efeito de um campo magnético externo.

Nas partículas com monodomínios, o campo externo faz a magnetização girar, e esta rotação para ocorrer precisa vencer a anisotropia magnética.

Para as partículas magnéticas com vários domínios ou multidomínios, a reversão da magnetização se dá preferencialmente por nucleação e deslocamento das paredes de domínios, como nas amostras volumosas [3].

Existem na literatura alguns modelos que estudam os processos de magnetização em sistemas de partículas, os quais podem ser divididos de maneira não muito rigorosa em

modelos físicos e matemáticos. Entre os modelos físicos o mais elementar é conhecido como modelo de Stoner-Wohlfarth (SW) [35]. A atratividade do modelo SW pode ser atribuída ao seu forte apelo à intuição física.

O outro modelo bem conhecido foi proposto por Néel em 1949 e desenvolvido por Brown em 1963 [1]. Nele a qualquer temperatura finita, o momento magnético da partícula pode superar a barreira de energia da anisotropia por ativação térmica [14, 33].

Capítulo 3

O modelo de Stoner-Wohlfarth

O modelo de Stoner-Wohlfarth (também chamado de modelo de rotação coerente), desenvolvido pelos físicos teóricos Edmund Clifton Stoner e Peter Erich Wohlfarth no final dos anos 40, descreve a reversão da magnetização de uma nanopartícula com único domínio. Nele considera-se uma partícula de um material magnético ideal que chamaremos de partícula de Stoner-Wohlfarth [31].

3.1 A partícula de Stoner-Wohlfarth

Uma partícula de SW apresenta as seguintes características:

- Possui único domínio magnético;
- Tem a forma de um elipsoide;
- O eixo fácil da partícula coincide com o eixo de anisotropia;
- Apresenta anisotropia de forma;
- Possui rotação coerente da magnetização;
- A magnetização apresenta um valor de saturação constante em módulo, mas, que pode mudar sua orientação dependendo do campo magnético aplicado;

- As direções da magnetização se mantêm no plano definido pela direção do campo aplicado e do eixo fácil;
- Nenhum elemento exterior impede a rotação;
- A partícula gira para a direção em que sua energia é mínima;
- A partícula não é influenciada pelas interações de troca e dipolar;
- Não leva em conta a temperatura ($T= 0$ K);

No modelo de SW, os cálculos foram feitos para partículas elipsoidais, porque a forma de um elipsoide inclui outras formas de partículas de interesse físico, tais como: esferoide, esferas e discos. Além disso, o problema é tratado em termos da anisotropia de forma, uma vez que, a maioria das outras formas pode ser incluída [14, 32, 33, 35, 36]

Seus cálculos exerceram uma importante influência na teoria dos materiais magnéticos permanentes como os ímãs, porque alguns destes materiais consistem de únicos domínios.

3.2 A energia de uma partícula de SW

O sistema de coordenadas do modelo de SW é mostrado na figura 3.1. Neste caso,

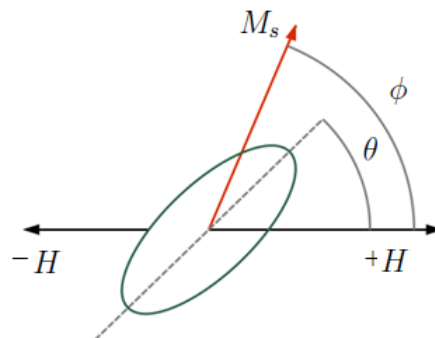


Figura 3.1: Sistema de coordenadas para uma partícula elipsoidal com o eixo de anisotropia formando um ângulo θ e a magnetização formando um ângulo ϕ com a direção de campo aplicado (adaptado de [35]).

a energia de troca entre os spins da partícula é constante e não desempenha qualquer

papel na minimização da energia. Há uma competição apenas entre a energia de anisotropia e o efeito do campo aplicado. A energia de uma partícula isolada com único domínio e volume V é, portanto, a soma dos termos da energia de anisotropia e Zeeman:

$$E = KV \operatorname{sen}^2(\phi - \theta) - M_s HV \cos(\phi) \quad (3.2.1)$$

onde definimos θ como o ângulo que o campo magnético aplicado \vec{H} faz com o eixo fácil e ϕ o ângulo entre o momento magnético que tem módulo $\mu = M_s V$ e o eixo fácil [37, 7, 31].

É conveniente expressar os parâmetros de forma adimensional, dividindo a equação (3.2.1) por $2KV$, obtemos a energia reduzida η , que pode ser expressa como:

$$\eta = \frac{E}{2KV} = -\frac{1}{4} \cos(2(\phi - \theta)) - h \cos(\phi) \quad (3.2.2)$$

onde $h = H/H_A = M_s H/2K$ é o campo reduzido e $H_A = 2K/M_s$ é o campo de anisotropia [13].

A orientação de equilíbrio da magnetização para um dado campo será tal que η seja mínima em relação a ϕ [33], que pode ser encontrada a partir de:

$$\frac{\partial \eta}{\partial \phi} = 0, \quad (3.2.3)$$

e

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \phi^2} \geq 0. \quad (3.2.4)$$

3.3 O campo crítico

Neste modelo outra grandeza importante é o campo em que as partículas sofrem saltos irreversíveis na direção da magnetização ao mudar o campo aplicado, essa grandeza é chamada de campo crítico. Uma mudança irreversível na magnetização está associada com o vetor magnetização da partícula em movimento entre um mínimo e o outro [2, 38].

Para um determinado valor de θ , o valor crítico de h que denotaremos por h_{cri} , pode ser calculado a partir das condições para um ponto de mínimo na curva da energia reduzida usando as equações (3.2.3) e (3.2.4) [2, 35].

O campo crítico h_{cri} é dado por:

$$h_{cri} = \frac{(1 - w^2 + w^4)^{\frac{1}{2}}}{(1 + w^2)}, \quad (3.3.5)$$

com,

$$w = tg^{\frac{1}{3}}(\theta).$$

Para maiores detalhes dos cálculos ver apêndice A.

Como visto na equação (3.3.5), o campo crítico depende apenas do ângulo entre o eixo fácil e a direção do campo aplicado e seu menor valor é 0.5 (ver figura 3.2).

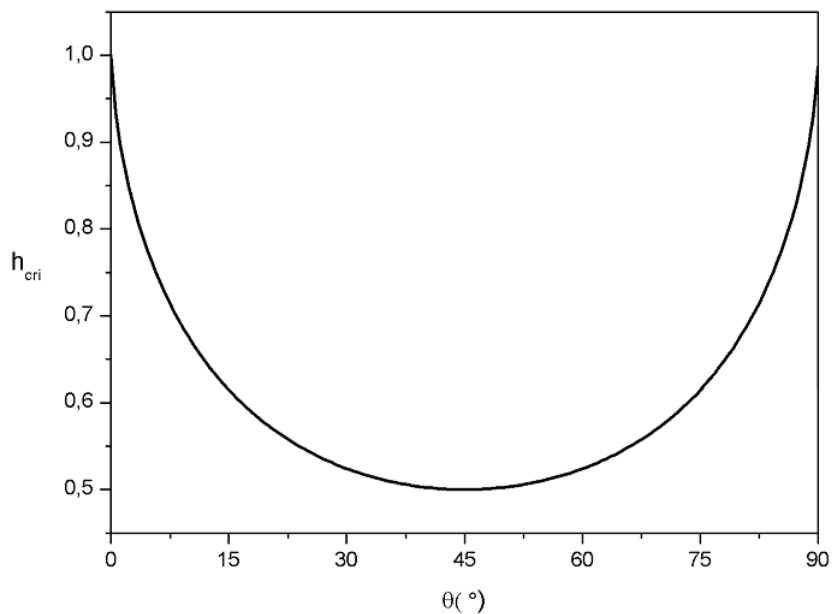


Figura 3.2: A variação do h_{cri} com θ .

A figura 3.3 mostra a energia reduzida para $\theta = 30^\circ$ e para alguns valores particulares de h , nesse caso $h_{cri} \approx 0.52$.

Para valores do módulo do campo reduzido abaixo do campo crítico, existem dois mínimos de energia, enquanto que, para valores acima do campo crítico temos apenas

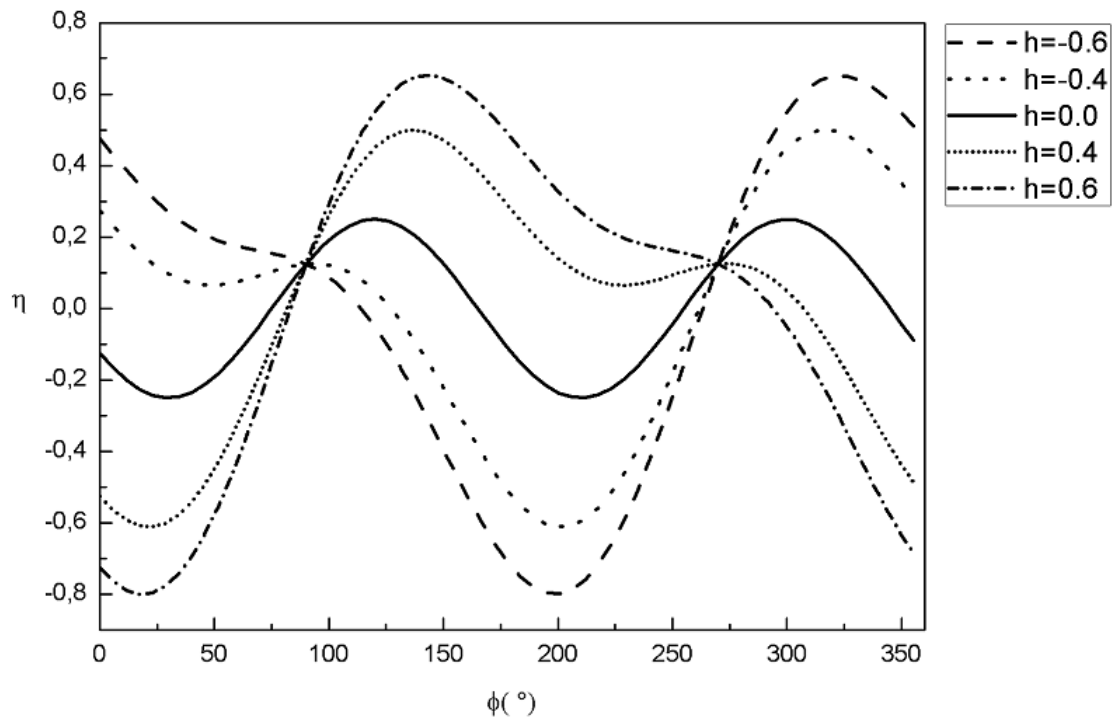


Figura 3.3: Campo crítico para $\theta = 30^\circ$.

um mínimo. À medida que aumentamos o campo na direção positiva, o segundo mínimo vai desaparecendo. Por outro lado, a medida que aumentamos na direção negativa, o primeiro mínimo é quem deixa de existir, como mostra a figura 3.3.

O desaparecimento do primeiro (ou segundo) mínimo com a aplicação do campo está associado com o salto irreversível da magnetização da partícula. Mais adiante, usaremos esta propriedade da partícula de SW para calcular as remanências da magnetização M_R e a da desmagnetização M_D e construir os gráficos de Henkel para um arranjo de partículas magnéticas.

3.4 A magnetização no modelo de Stoner-Wohlfarth

Um cálculo de grande interesse nesse modelo é o da componente da magnetização na direção do campo (curvas de histerese) para uma única e para um conjunto de partículas não interagentes, uma vez que, essas curvas nos permite obter informações importantes como o campo coercivo e a magnetização remanente.

3.4.1 A magnetização de uma única partícula

No caso de uma única partícula, a componente da magnetização de saturação na direção do campo aplicado, que denotaremos por M , de acordo com a figura 3.1, será dada por,

$$M = M_s \cos(\phi_{min}), \quad (3.4.6)$$

onde ϕ_{min} é obtido a partir da minimização da energia equação (3.2.2). Devemos lembrar que, se $h < h_{cri}$, haverá dois mínimos, e a magnetização da partícula dependerá da sua história magnética, ou seja, da direção da magnetização antes da aplicação do campo h .

Definimos a magnetização reduzida m como,

$$m \equiv \frac{M}{M_s} = \cos(\phi_{min}). \quad (3.4.7)$$

3.4.2 Ciclo de histerese para uma única partícula

Da figura 3.3, percebemos que podemos ter um ou dois valores mínimos para η . O primeiro ϕ para o qual a energia reduzida é mínima, que denotaremos de ϕ_1 , é quem determina a direção estável da magnetização de uma única partícula no modelo de SW.

Com isso, a equação (3.4.7) pode ser reescrita como:

$$m(h, \theta) = \cos(\phi_1). \quad (3.4.8)$$

Portanto, dado (h, θ) , encontra-se ϕ_1 para o qual η é mínima e consequentemente a magnetização reduzida, fazendo isso para alguns valores de $\theta = 0^\circ, 10^\circ, 45^\circ, 80^\circ, 90^\circ$ fixos e para $-1.2 \leq h \leq 1.2$, Stoner-Wohlfarth obtiveram a figura 3.4:

Reproduzimos essas curvas de histerese bem como algumas outras que não foram inseridas no modelo de SW, a figura 3.5 mostra algumas delas.

A figura 3.5 nos mostra que, a medida que reduzimos o campo na direção negativa, existe um valor dele para o qual a magnetização dá um salto. Isso ocorre para valores

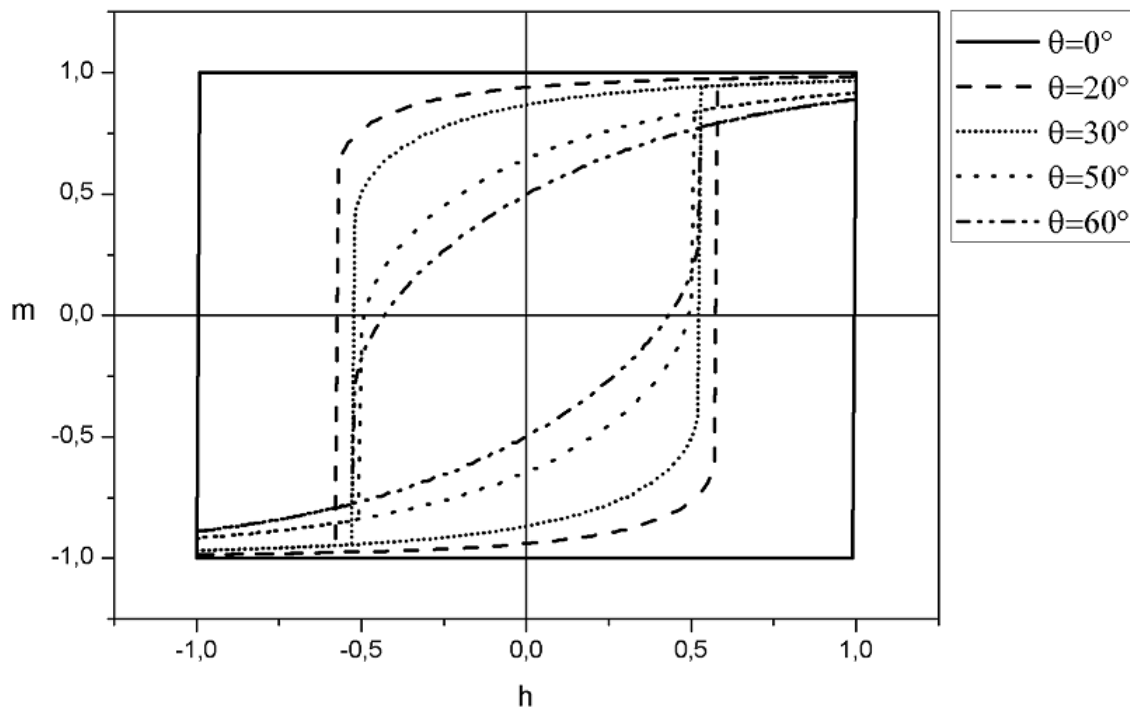


Figura 3.4: Curvas de histerese para um esferoide prolato para alguns ângulos entre o eixo fácil e a direção do campo aplicado obtida por SW (adaptado de [35]).

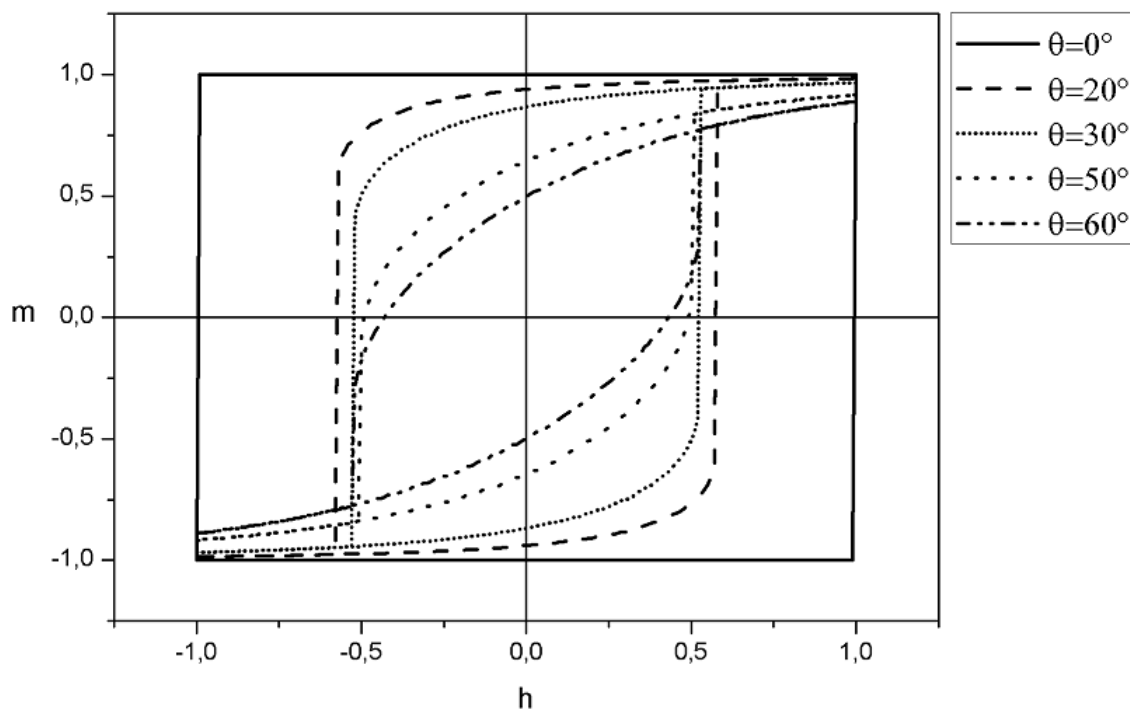


Figura 3.5: Curvas de histerese para uma partícula com a forma de um esferoide prolato com diferentes orientações θ .

do módulo do campo maiores que o valor do campo crítico, pois o primeiro mínimo desaparece e a magnetização salta para o segundo mínimo (ver figura 3.2).

Com isso podemos obter h_c e m_r em função de θ como pode ser observado na figura 3.6.

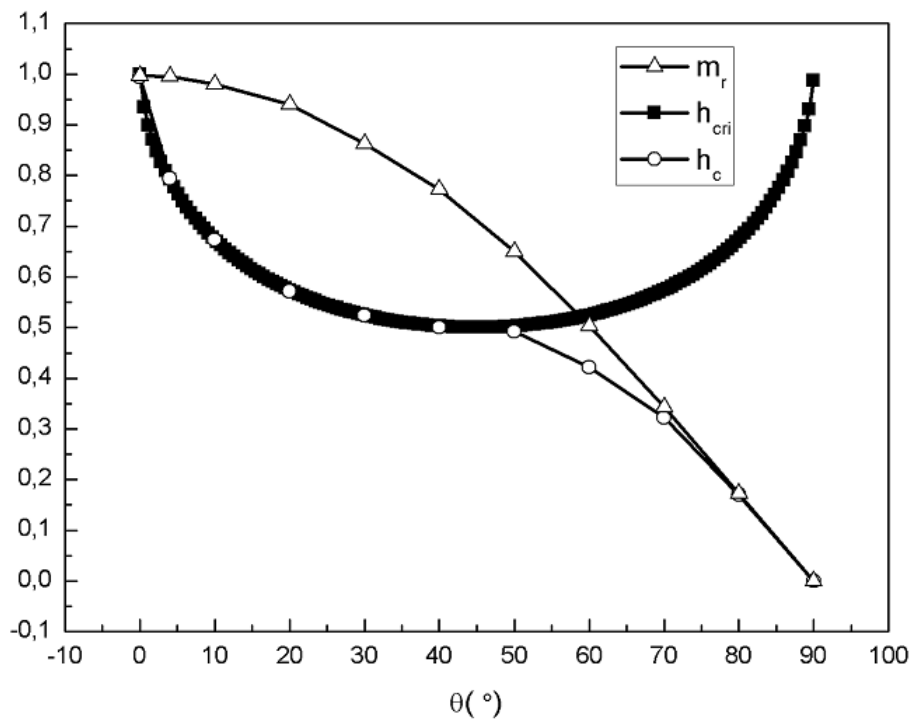


Figura 3.6: Os campos h_{cri} , h_c e a m_r em função de θ .

Na figura 3.6, observamos que as mudanças dos campos coercivos com θ possui uma relação direta com os campos críticos. Para θ pequenos (entre 0° e 45°) os valores dos campos coercivos coincidem com os dos campos críticos (ver figura 3.2).

Para θ grandes (acima de 45°) observamos grandes mudanças dos campos crítico e também dos campos coercivos, mas, eles não coincidem.

3.4.3 A magnetização de um arranjo de partículas com orientação aleatória

O valor médio de uma variável aleatória contínua x que denotaremos por \bar{x} é dado por,

$$\bar{x} = \frac{\int x f(x) dx}{\int f(x) dx} = \int x f(x) dx, \quad (3.4.9)$$

onde $f(x)$ é a densidade de probabilidade [39].

Se tivermos um conjunto de partículas semelhantes na forma de elipsoides, com os eixos facéis orientados aleatoriamente para uma direção positiva do campo e para um h particular, de acordo com [35], a magnetização média será dada por:

$$\overline{\cos(\phi)} = \frac{\int_0^{\pi/2} 2\pi \cos(\phi) \text{sen}(\theta) d\theta}{\int_0^{\pi/2} 2\pi \text{sen}(\theta) d\theta}, \quad (3.4.10)$$

ou melhor,

$$\overline{\cos(\phi)} = \int_0^{\pi/2} \cos(\phi) \text{sen}(\theta) d\theta. \quad (3.4.11)$$

A integração de 0 a $\pi/2$ é escolhida devido à simetria uniaxial do campo de desmagnetização da partícula. Além disso, a orientação ao acaso das partículas é representada na integral pela função de distribuição $f(\theta) = \text{sen}(\theta)$, ou seja, existem $\text{sen}(\theta)d\theta$ partículas com uma orientação entre θ e $\theta + d\theta$ no arranjo.

3.4.4 Ciclo de histerese para um arranjo de partículas

A integral da equação (3.4.11) pode ser reescrita numericamente como:

$$\overline{\cos(\phi)} = \sum_{\theta_i=0}^{\theta_i=\pi/2} \cos(\phi_i) \text{sen}(\theta_i) \Delta\theta \quad (3.4.12)$$

onde $\Delta\theta = \theta_{i+1} - \theta_i$ é o passo de varredura em θ .

Agora para um dado valor de h existem partículas com várias orientações possíveis entre 0 e $\pi/2$ e a contribuição de todas elas deve ser considerada. Resolvendo numericamente a equação (3.4.12) para uma série de valores de h entre 1 e -1, obtivemos

a curva de histerese mostrada na figura 3.7. A curva inicial é a média das partes crescente e decrescente.

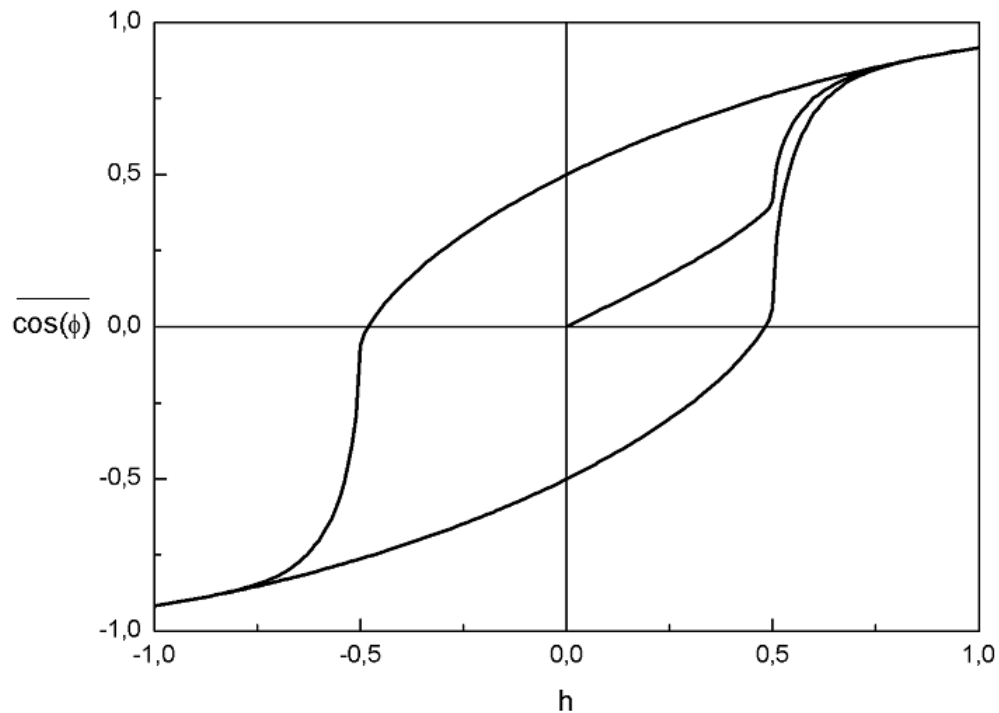


Figura 3.7: Curva de histerese para um arranjo de partículas prolato esferooidal, monodomínios, orientadas ao acaso, e que invertem a magnetização por rotação coerente. A magnetização do arranjo é representada por $\overline{\cos(\phi)}$, e h é o campo reduzido.

A figura 3.7 nos mostra que no estado desmagnetizado, os momentos magnéticos do arranjo de partículas apontam aleatoriamente em todas as direções, por isso que nesse estado a magnetização total é nula.

A curva inicial representa a evolução das partículas quando partimos do estado desmagnetizado, ou seja, na primeira vez em que elas foram submetidas ao campo magnético externo. Se as partículas forem colocadas em uma região em que existe um campo magnético h à medida que a intensidade do campo magnético aumenta, os momentos magnéticos tendem a seguir a orientação do campo externo o que produz a magnetização do material, que cresce até certo limite, conhecido como magnetização de saturação. Este é um processo que exige gastos de energia ao usar o campo externo h para orientar os momentos magnéticos das partículas.

Se o campo for retirado, as partículas não retornam imediatamente à condição inicial, na qual a magnetização é nula. Quando o campo externo é nulo, elas ainda exibem uma magnetização, denominada magnetização remanente. Ou seja, no retorno rumo à magnetização nula, as partículas não devolvem imediatamente toda a energia que gastamos no processo inicial. Parte dessa energia fica temporariamente armazenada e será devolvida após um breve intervalo.

Para levar as partículas ao estado de magnetização nula, é necessário inverter o campo externo e aumentar sua intensidade até um valor conhecido como campo coercivo ou coercividade. A magnetização atinge o valor nulo quando o campo externo atinge esse valor [40].

Se continuarmos aumentando a intensidade do campo na direção negativa os momentos magnéticos irão se orientar na direção do campo até atingirem a saturação na direção oposta. Reduzindo o campo externo negativo para zero a magnetização não retorna para o valor nulo, mas, para uma magnetização remanente negativa. Se continuarmos aumentando o campo na direção positiva a magnetização vai diminuindo até voltar a ser nula e se continuarmos aumentando o campo finalmente ela atingirá a saturação novamente.

Além de Stoner e Wohlfarth, Rhodes também calculou a curva de histerese de um conjunto de partículas não interagentes, cujos eixos fáceis são orientado aleatoriamente no espaço ele também observou que o ciclo de histerese para esse caso é caracterizado por apresentar uma remanência reduzida $m_r = 0.5$ e um campo coercivo $h_c = 0.48$ [14].

3.5 Gráficos de Henkel de partículas ferromagnéticas com único domínio

Entre as técnicas experimentais para a determinação das propriedades magnéticas de sistemas compostos por partículas magnéticas, o uso das curvas de remanência está

se tornando um dos mais preferidos. A principal razão é que o ciclo de histerese é consequência dos processos reversíveis e irreversíveis, enquanto a remanência é uma consequência natural da irreversibilidade no processo de magnetização.

O uso dos gráficos de Henkel tem sido uma ferramenta muito útil para analisar o tipo e a intensidade da interação entre sistemas de partículas magnéticas e é amplamente utilizado na literatura.

É comumente aceito que sistemas não interagentes apresentam em geral gráficos de Henkel lineares, enquanto os sistemas que interagem apresentam gráficos curvos. Nos gráficos de Henkel as duas principais curvas de remanências que devem ser medidas são: a remanência da magnetização e a remanência da desmagnetização [41, 42].

3.5.1 A remanência da magnetização

Para medirmos a remanência da magnetização, o ponto de partida é uma amostra totalmente desmagnetizada depois de resfria-la até a temperatura de interesse em um campo magnético zero. Quando a temperatura é atingida, um pequeno campo externo h é aplicado e depois de certo tempo é desligado e a remanência da magnetização $M_R(h)$ é medida. O processo é repetido, aumentando o campo h até que a amostra atinja a saturação e a remanência da magnetização atinja o valor de saturação, $M_R(\infty)$.

3.5.2 A remanência da desmagnetização

A remanência da desmagnetização é semelhante a $M_R(h)$, mas, inicialmente a amostra está em um estado saturado a uma temperatura fixa, e um pequeno campo externo h é aplicado na direção oposta. Depois de algum tempo, o campo é desligado e a remanência da desmagnetização $M_D(h)$ é medida. Isso é repetido, aumentando o campo h , até atingir a saturação na direção oposta [41].

A figura 3.8 ilustra como essas quantidades devem ser medidas.

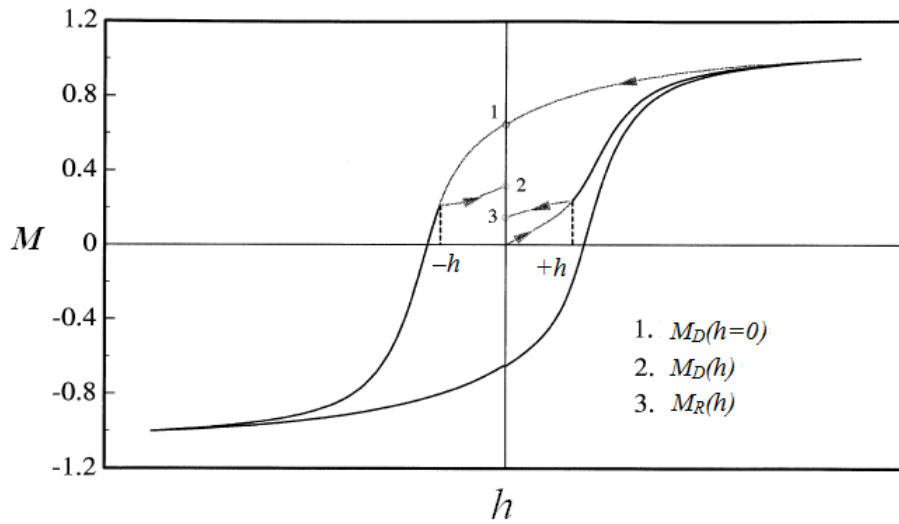


Figura 3.8: Explicação de como medir a remanência da magnetização $M_R(h)$ e a remanência da desmagnetização $M_D(h)$ (Adaptado de [42]).

3.5.3 Relações entre as curvas de remanência para sistemas de partículas uniaxiais não interagentes

No modelo SW não é difícil obter a relação entre as diferentes medições de remanência. Começando com um sistema de partículas alinhadas com os seus eixos fáceis formando um ângulo arbitrário θ com o campo aplicado é imediatamente visto que [41]:

- Se $h \leq h_{cri}$:

$$M_{R_\theta}(h) = 0, \quad (3.5.13)$$

- Se $h > h_{cri}$:

$$M_{R_\theta}(h) = M_{R_\theta}(\infty), \quad (3.5.14)$$

sendo $M_{R_\theta}(h)$ a magnetização remanente do sistema alinhado e h_{cri} seu campo crítico, ambas as quantidades depende da orientação θ do eixo fácil em relação ao campo. Da mesma forma temos que,

- Se $|h| \leq h_{cri}$:

$$M_{D_\theta}(h) = M_{R_\theta}(\infty), \quad (3.5.15)$$

- Se $|h| > h_{cri}$:

$$M_{D_\theta}(h) = -M_{R_\theta}(\infty), \quad (3.5.16)$$

As expressões acima para cada orientação θ podem ser resumidas como [41]:

$$M_{D_\theta}(h) = M_{R_\theta}(\infty) - 2M_{R_\theta}(h). \quad (3.5.17)$$

Para um sistema de partículas não interagentes orientadas aleatoriamente, a magnetização total é a soma das magnetizações para cada orientação. As expressões acima não são válidas somente para sistemas alinhados, mas para todos os tipos de distribuição de orientação, ou seja,

$$M_D(h) = M_R(\infty) - 2M_R(h). \quad (3.5.18)$$

essa é a relação de Wohlfarth [43].

A figura 3.9 mostra $M_R(h)$ e $M_D(h)$ para o modelo de SW. A relação entre as duas curvas de remanência podem ser obtidas diretamente com um gráfico simples. Dividindo a equação (3.5.18) por $M_R(\infty)$ obtemos,

$$m_d(h) = 1 - 2m_r(h), \quad (3.5.19)$$

onde usamos as letras minúsculas $m_d(h)$ e $m_r(h)$ para denotar a magnitude reduzida da remanência da desmagnetização $M_D(h)/M_R(\infty)$ e da remanência da magnetização e $M_R(h)/M_R(\infty)$ respectivamente.

3.5.4 Gráficos de Henkel para o modelo de SW

Para o caso do modelo de Stoner-Wohlfarth as dependências de $m_d(h)$ e $m_r(h)$ com o campo são mostradas na figura 3.10. Ela nos mostra que não ocorre nenhuma alteração até $h = 0.5$ porque os campos aplicados são menores que os campos críticos tanto para $m_r(h)$ e $m_d(h)$. Até este campo, as mudanças na magnetização são reversíveis. Além disso, para um dado θ o menor valor que o campo crítico pode assumir é 0.5 (ver figura 3.2), então só podemos ter $h > h_{cri}$ para $h > 0.5$.

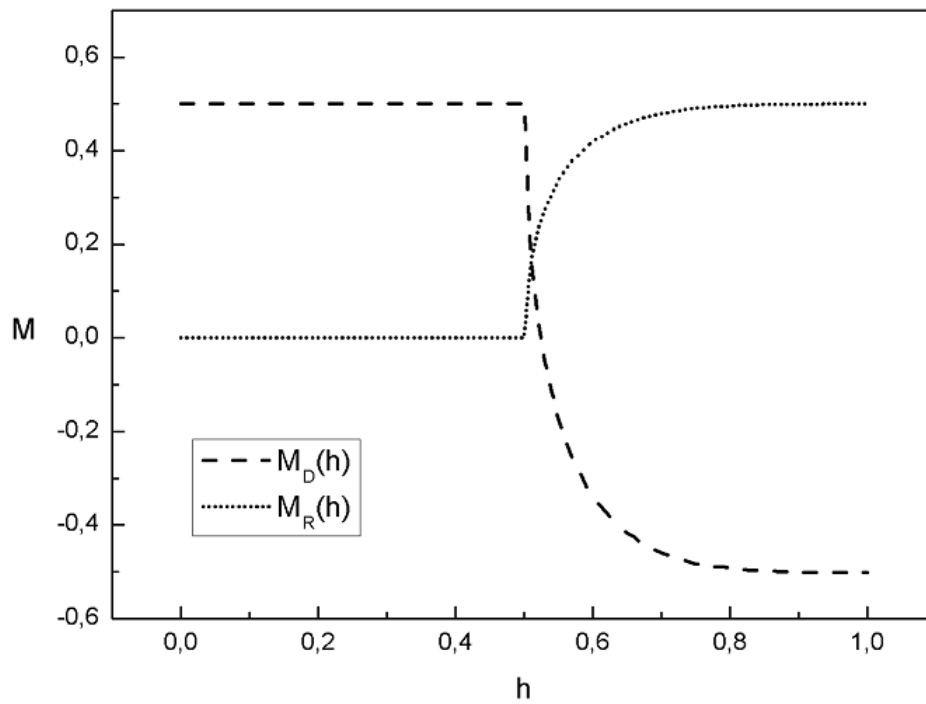


Figura 3.9: A remanência da magnetização $M_R(h)$ e a remanência da desmagnetização $M_D(h)$ para o modelo de SW.

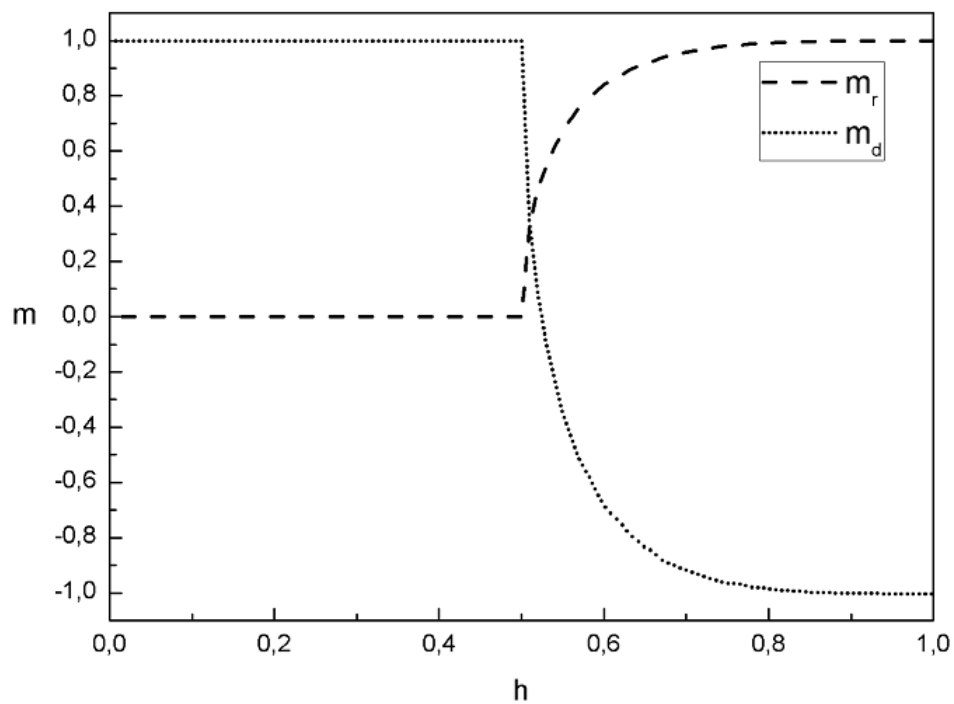


Figura 3.10: Os dois tipos de remanência para um sistema de partículas idênticas de SW orientada aleatoriamente. A remanência da magnetização reduzida $m_r(h)$ e a remanência da desmagnetização reduzida $m_d(h)$.

Embora Wohlfarth já tivesse obtido as relações entre estes diferentes modos de obtenção da magnetização remanente, foi Henkel quem primeiro propôs o gráfico $m_d(h)$ em função de $m_r(h)$, que é agora chamado de gráfico de Henkel. O gráfico de Henkel para o modelo de Stoner-Wohlfarth deve resultar em uma linha reta [2].

A figura 3.11 mostra o gráfico de Henkel para o modelo de Stoner-Wohlfarth.

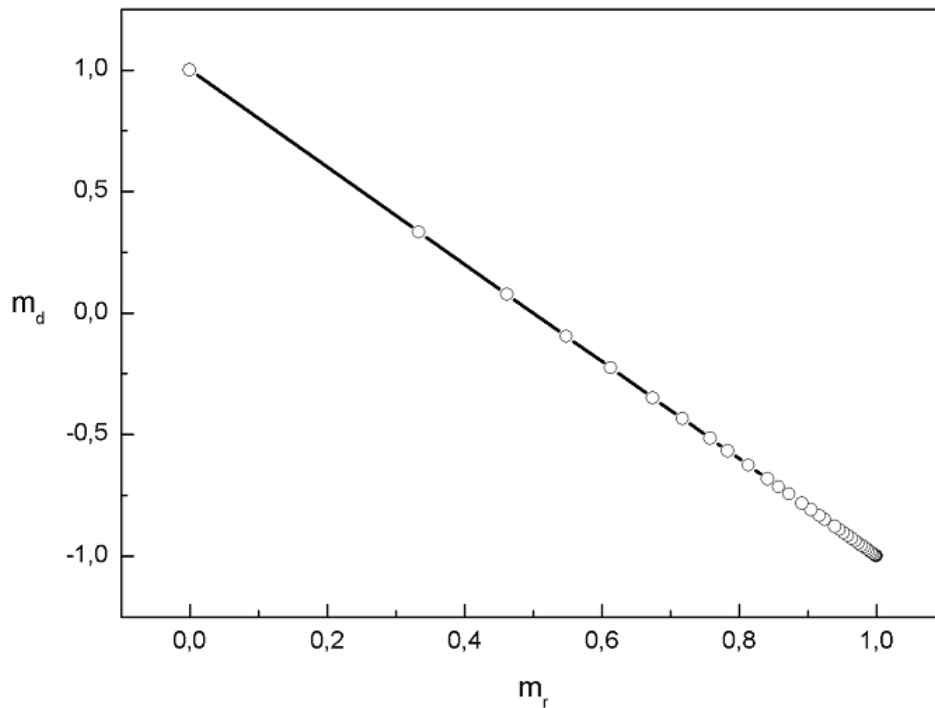


Figura 3.11: Gráfico de Henkel para o modelo de SW.

A figura 3.11 nos mostra de fato que o gráfico de Henkel é uma linha reta, uma vez que, no modelo de Stoner-Wohlfarth consideramos um conjunto de partículas uniaxiais com único domínio e não interagentes.

Capítulo 4

Generalização do modelo de Stoner-Wohlfarth

4.1 O modelo de relaxação de Arrhenius-Néel

Analisando a curva da energia reduzida em função de ϕ para $h = 0.4$ e $\theta = 30^\circ$ (figura 4.1), percebemos que existem dois mínimos em ϕ_1 e ϕ_3 separados por uma barreira de energia (máximo em ϕ_2).

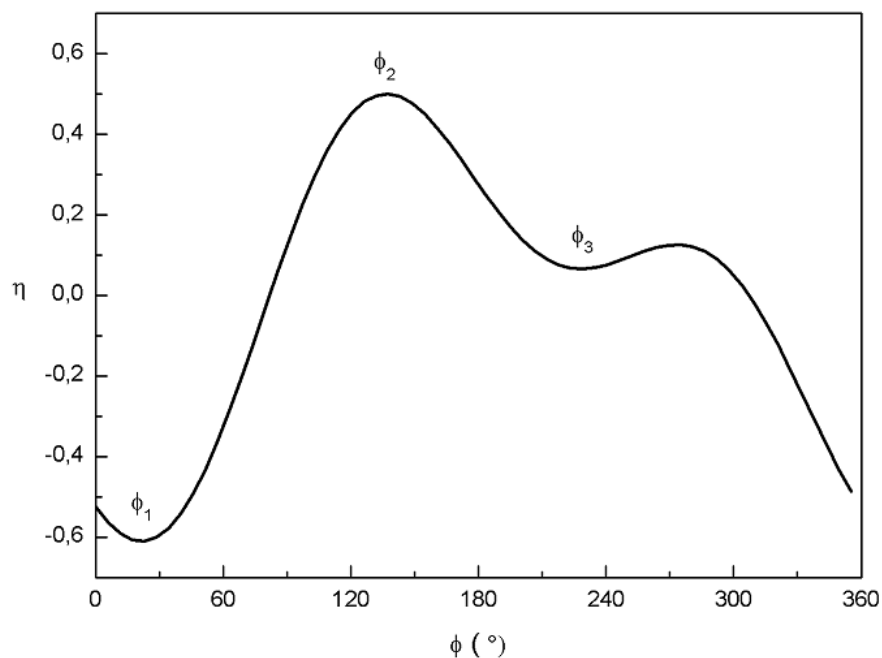


Figura 4.1: Energia reduzida em função de ϕ .

À temperatura zero, as orientações de equilíbrio da magnetização em função do campo aplicado foram calculadas por Stoner e Wohlfarth. A presença de mínimos locais e globais na curva da energia, separados por uma barreira de energia, origina a histerese da partícula [44].

No modelo de SW, a direção da magnetização permanece estável, mas, isso só será verdade se nenhuma perturbação externa levá-la sobre a barreira de energia. A agitação térmica pode proporcionar tal perturbação [2].

Utilizando o modelo de relaxação de Néel, vamos estudar a transição entre esses mínimos de energia, levando em consideração que a agitação térmica pode fazer com que a magnetização salte de ϕ_1 para ϕ_3 .

A física estatística nos permite colocar essa situação em termos matemáticos. De acordo com a lei de Arrhenius-Néel, quando existem duas posições de equilíbrio diferentes, a constante de tempo (ou tempo de relaxação) τ entre os estados de equilíbrio, que é essencialmente o tempo médio para a partícula reverter o momento magnético de um estado de equilíbrio até outro, é dado por [2, 3, 7]:

$$\frac{1}{\tau} = f_0 e^{-\frac{\Delta E}{K_B T}}. \quad (4.1.1)$$

onde $f_0 = 10^9 \text{ s}^{-1}$ é a de frequência de tentativas, ΔE a barreira de energia, K_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura.

Quando o tempo de medida é da mesma ordem de magnitude que o tempo de relaxação, então torna-se possível observar efeitos dinâmicos. Em medidas de magnetometria tradicionais, o tempo de medida é da ordem de 100 s. A substituição deste valor para o tempo de relaxação na equação (4.1.1) nos permite definir a temperatura de bloqueio, que separa o estado ferromagnético convencional do estado superparamagnético, onde a agitação térmica se sobrepõe à barreira de energia. Observe:

$$\ln(\tau) = \ln(f_0^{-1} e^{\frac{\Delta E}{K_B T}}) \rightarrow \frac{\Delta E}{K_B T} = \ln\left(\frac{\tau}{f_0^{-1}}\right) \rightarrow \Delta E \approx 25 K_B T. \quad (4.1.2)$$

Na ausência de campo magnético aplicado, a barreira de energia é $\Delta E = KV$, então, da equação (4.1.2) podemos escrever a temperatura de bloqueio como:

$$T_B = \frac{KV}{25K_B}. \quad (4.1.3)$$

Ela define a transição entre o estado ferromagnético bloqueado ($T < T_B$) e o estado superparamagnético ($T > T_B$) [7].

Quando a barreira de energia é igual ao fator de energia térmica, (escolhida por nós para ser $25K_B T$ correspondente a $\tau = 100$ s), o salto irreversível acontece. Isto significa que, no salto, a barreira de energia é proporcional à temperatura. Assim podemos definir a temperatura reduzida t_r como sendo [2]:

$$t_r = \Delta e_k = \frac{\Delta E}{2KV} = \frac{25K_B T}{2KV} = \frac{1}{2} \frac{T}{T_B}. \quad (4.1.4)$$

4.1.1 Modelo de Garcia-Otero (Modelo 1)

De acordo com o modelo de García-Otero e co-autores [2], que chamaremos de modelo 1, a magnetização de uma partícula de SW para uma dada temperatura reduzida em um dado campo magnético é obtida calculando os ângulos ϕ_1 , ϕ_2 e ϕ_3 para os quais temos energias reduzidas mínimas (ϕ_1 e ϕ_3) e máxima (ϕ_2). Com isso obtemos a barreira de energia reduzida:

$$\Delta e_1 = \eta(h, \theta, \phi_2) - \eta(h, \theta, \phi_1). \quad (4.1.5)$$

Para uma dada partícula de SW em um dado campo magnético h , sua magnetização é dada por:

- Se $\Delta e_1 > t_r$, a magnetização reduzida será dada por:

$$m(\phi) = \cos(\phi_1), \quad (4.1.6)$$

- Se $\Delta e_1 \leq t_r$, a magnetização reduzida será dada por:

$$m(\phi) = \cos(\phi_3), \quad (4.1.7)$$

A partir desta consideração, é possível calcular as curvas de histerese para uma única ou um arranjo de partículas SW em diferentes temperaturas.

Para o caso de um arranjo de partículas SW com uma orientação aleatória dos eixos fáceis, a magnetização reduzida média para um dado campo aplicado será dada por:

$$\bar{m} = \int_0^{\pi/2} m(\phi) \text{sen}(\theta) d\theta, \quad (4.1.8)$$

onde $m(\phi)$ depende da relação entre Δe_1 e t_r e é dada pela equação (4.1.6) ou (4.1.7).

A equação (4.1.8) pode ser reescrita numericamente como:

$$\bar{m} = \sum_{\theta_i=0}^{\theta_i=\pi/2} m(\phi) \text{sen}(\theta_i) \Delta\theta. \quad (4.1.9)$$

4.1.2 Modelo de Crew (Modelo 2)

Vimos, no gráfico da energia reduzida da figura 4.1, dois valores mínimos diferentes da energia. Assim, vamos definir duas probabilidades. Seja τ_1 a constante de tempo para ativação da magnetização indo de ϕ_1 para ϕ_3 , e τ_2 como sendo a constante de tempo para ativação da magnetização indo de ϕ_3 para ϕ_1 . Assim, $1/\tau_1$ é a fração de partículas indo de ϕ_1 para ϕ_3 e $1/\tau_2$ é a fração de partículas indo de ϕ_3 para ϕ_1 em um evento termicamente ativado.

De acordo com o modelo de Crew e co-autores [45] que chamaremos de modelo 2, a fração de partículas P no mínimo de energia em ϕ_1 é governada pela equação diferencial,

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{1}{\tau_1}P + \frac{1}{\tau_2}(1 - P), \quad (4.1.10)$$

A solução dessa equação é da forma (ver apêndice B):

$$P(t) = \frac{R}{Q} + \left(P(0) - \frac{R}{Q} \right) e^{-Qt}. \quad (4.1.11)$$

onde $R = \frac{1}{\tau_2}$, $Q = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}$ e $K = P(0) - \frac{R}{Q}$. $P(0)$ é o valor de P em $t = 0$ e R/Q o valor de P em t infinito ou no equilíbrio térmico.

Aplicando a equação (4.1.1) para essa situação obtemos:

$$\tau_1 = f_0^{-1} e^{\left(\frac{\Delta E_1}{K_B T}\right)}, \quad (4.1.12)$$

$$\tau_2 = f_0^{-1} e^{\left(\frac{\Delta E_2}{K_B T}\right)}. \quad (4.1.13)$$

onde ΔE_1 e ΔE_2 são as barreiras de energias.

As equações (4.1.12) e (4.1.13) podem ser reescritas em termos das grandezas reduzidas equação (4.1.4) como:

$$\tau_1 = f_0^{-1} e^{\left(\frac{25\Delta e_1}{t_r}\right)}, \quad (4.1.14)$$

$$\tau_2 = f_0^{-1} e^{\left(\frac{25\Delta e_2}{t_r}\right)}. \quad (4.1.15)$$

onde Δe_1 e Δe_2 representam as barreiras de energia reduzidas, dadas por:

$$\Delta e_1 = \eta(h, \theta, \phi_2) - \eta(h, \theta, \phi_1), \quad (4.1.16)$$

$$\Delta e_2 = \eta(h, \theta, \phi_2) - \eta(h, \theta, \phi_3). \quad (4.1.17)$$

Calculando essas barreiras de energias como função do campo aplicado para diferentes orientações da partícula, obtemos as figuras 4.2 e 4.3:

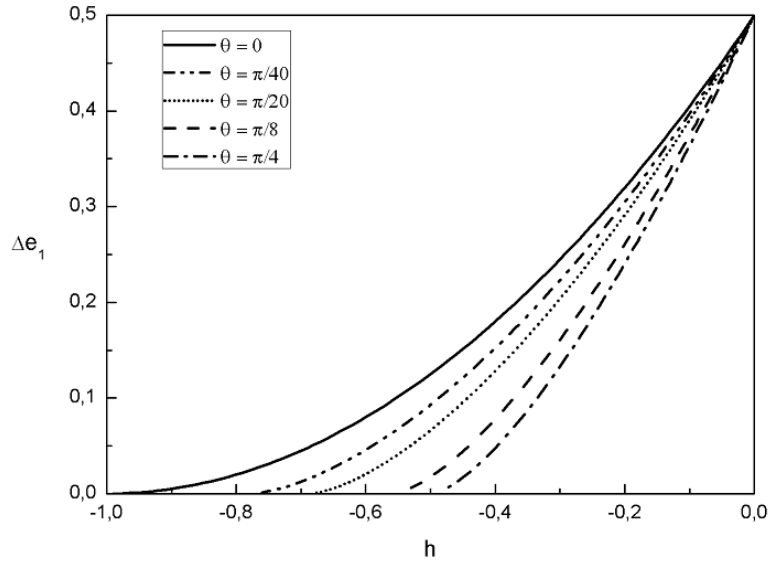


Figura 4.2: Barreira de energia reduzida Δe_1 entre o mínimo ϕ_1 e máximo ϕ_2 .

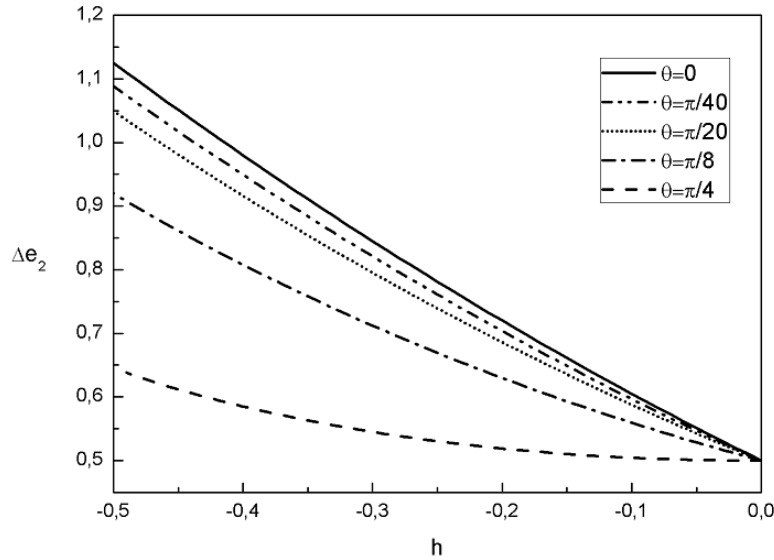


Figura 4.3: Barreira de energia reduzida Δe_2 entre o mínimo ϕ_3 e máximo ϕ_2 .

Estas curvas nos mostram que, a medida que aumentamos h , a barreira de energia Δe_1 aumenta, enquanto que a barreira de energia Δe_2 diminui, uma vez que h vai tendendo para um h_{cri} .

Conhecendo Δe_1 e Δe_2 para uma dada t_{r2} , podemos encontrar τ_1 e τ_2 e consequentemente $P(h, t, \theta)$. Conhecendo estas probabilidades é possível calcular a magnetização total para uma única partícula com uma dada orientação θ e um determinado valor de h , da seguinte maneira:

$$m_{total}(h, t, \theta) = P(h, t, \theta)\cos(\phi_1) + (1 - P(h, t, \theta))\cos(\phi_3), \quad (4.1.18)$$

A magnetização total média para um arranjo de partículas orientadas ao acaso será portanto:

$$\bar{m} = \int_0^{\pi/2} m_{total}(h, t, \theta)\sin(\theta)d\theta = \sum_{\theta_i=0}^{\theta_i=\pi/2} m_{total}(h, t, \theta_i)\sin(\theta_i)\Delta\theta \quad (4.1.19)$$

A curva de histerese é calculada numericamente. Para um determinado valor de (h, θ) e t_{r2} , primeiro calcula-se os mínimos e o máximo de energia. De posse desses valores, calculamos as barreiras de energia reduzidas (Δe_1 e Δe_2) e posteriormente $P(h, t, \theta)$. Para calcular $P(h, t, \theta)$ precisamos de $P(0)$ que na saturação é $P(0) = 1$ ou

no estado desmagnetizado, quando $P(0) = 1/2$. Usamos $P(0)$ para um determinado valor de h como sendo o valor de $P(h, t, \theta)$ calculado no campo anterior. Fazendo isso para diferentes valores de θ e somando a contribuição de cada um deles usando as equações (4.1.18) e (4.1.19) podemos encontrar a magnetização total do arranjo. O uso desta aproximação para $P(0)$ do campo anterior é válida quando a magnetização não varia muito para um dado campo magnético em comparação com o campo aplicado anteriormente.

4.2 Coercividade de um sistema de partículas idênticas alinhadas e não interagentes

No caso de partículas com o eixo de anisotropia paralelo ao campo magnético aplicado ($\theta = 0^\circ$) a energia da partícula de SW torna-se:

$$E = KV \sin^2(\phi) - M_s H V \cos(\phi). \quad (4.2.20)$$

A barreira de energia pode ser calculada resolvendo $\partial E / \partial \phi = 0$ e $\partial^2 E / \partial \phi^2$ para $\theta = 0^\circ$, a partir das posições de mínimos e máximos e após algumas manipulações algébricas chegamos a [46, 6]:

$$\Delta E = KV \left(1 - \frac{H}{H_A}\right)^2. \quad (4.2.21)$$

O campo crítico coincide com o campo coercivo H_c para $\theta [0, \pi/4]$, e para ($\theta = 0^\circ$), o campo crítico também é igual ao campo de anisotropia H_A [2].

Portanto, podemos escrever a equação (4.2.21) em termos do campo coercivo reduzido como:

$$h_c = \left(1 - \left(\frac{\Delta E}{KV}\right)^{1/2}\right) \quad (4.2.22)$$

usando as equações (4.1.2) e (4.1.4):

$$h_c = \left(1 - \left(\frac{25K_B T}{KV}\right)^{1/2}\right) = \left(1 - (2t_r)^{1/2}\right). \quad (4.2.23)$$

portanto, o campo coercivo diminui proporcionalmente a $(t_r)^{1/2}$ ou $(T)^{1/2}$.

Este tipo de dependência da coercividade é amplamente aceita para qualquer sistema de partículas idênticas, alinhadas ao campo, com único domínio e não interagente.

O cálculo analítico da coercividade para um arranjo de partículas SW orientadas ao acaso não é trivial. Assim, é comum recorrer ao cálculo numérico da histerese para este sistema.

4.3 Curvas de histerese para uma única partícula em uma temperatura $T > 0$

Apartir das equações (4.1.6) e (4.1.7) do modelo 1, podemos calcular o ciclo de histerese para uma única partícula com uma orientação θ entre o eixo fácil e o campo aplicado levando em consideração a temperatura reduzida.

A figura 4.4 mostra o ciclo de histerese para uma única partícula de SW, com o eixo fácil paralelo ao campo aplicado ($\theta = 0^\circ$), para diferentes valores de t_r .

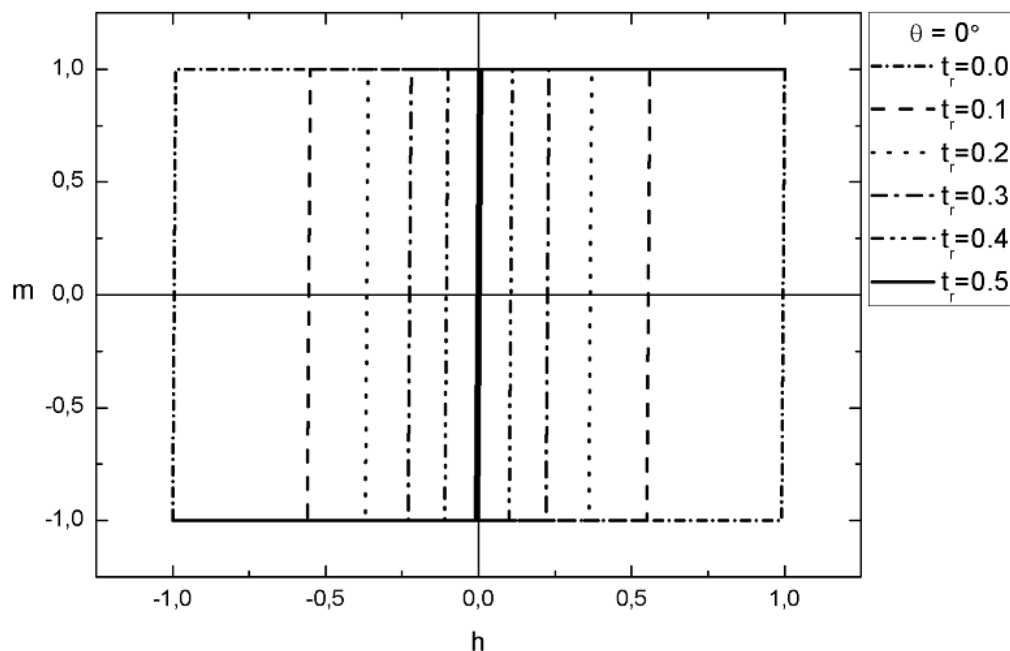


Figura 4.4: Ciclo de histerese de uma única partícula com $\theta = 0^\circ$ para algumas t_r .

É possível observar que a coercividade da partícula diminui a medida que a temperatura aumenta. Este comportamento é esperado, uma vez que a temperatura favorece o salto irreversível da magnetização sobre a barreira de energia, o que implica em um menor h_c .

A figura 4.5 ilustra o comportamento de h_c em função de t_r .

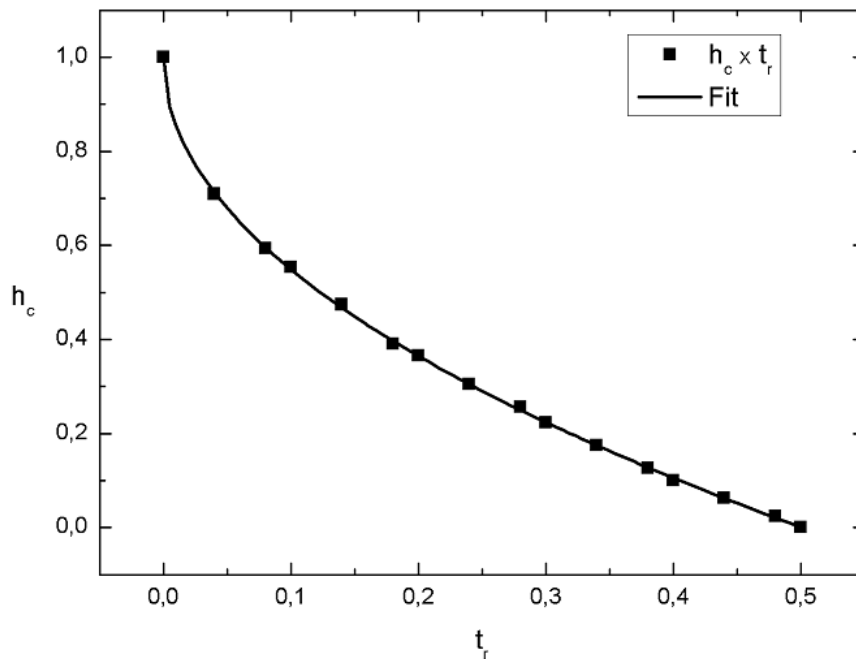


Figura 4.5: Campo coercivo de uma única partícula com $\theta = 0^\circ$ para algumas t_r .

Se fizermos um ajuste da curva de h_c em função de t_r , devemos obter o mesmo comportamento $t_r^{1/2}$ calculado na equação (4.2.23). Fazendo o ajuste obtemos:

$$h_c = 1 - (2t_r)^{1/2}. \quad (4.3.24)$$

Podemos notar que este tipo de dependência está consistente com a equação (4.2.23) obtida analiticamente.

Podemos também comparar o ciclo de histerese para uma única partícula obtido por SW para $T = 0$ K para alguns ângulos entre o eixo fácil e o campo aplicado com aqueles obtidos a uma temperatura T qualquer. Para o caso de uma única partícula com um volume de $2.7 \times 10^{-17} \text{ cm}^3$ e constante de anisotropia $3.3 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ a 300

K, podemos calcular as curvas de magnetização versus campo aplicado para diferentes ângulos de orientação do eixo fácil em relação ao campo como mostra a figura 4.6.

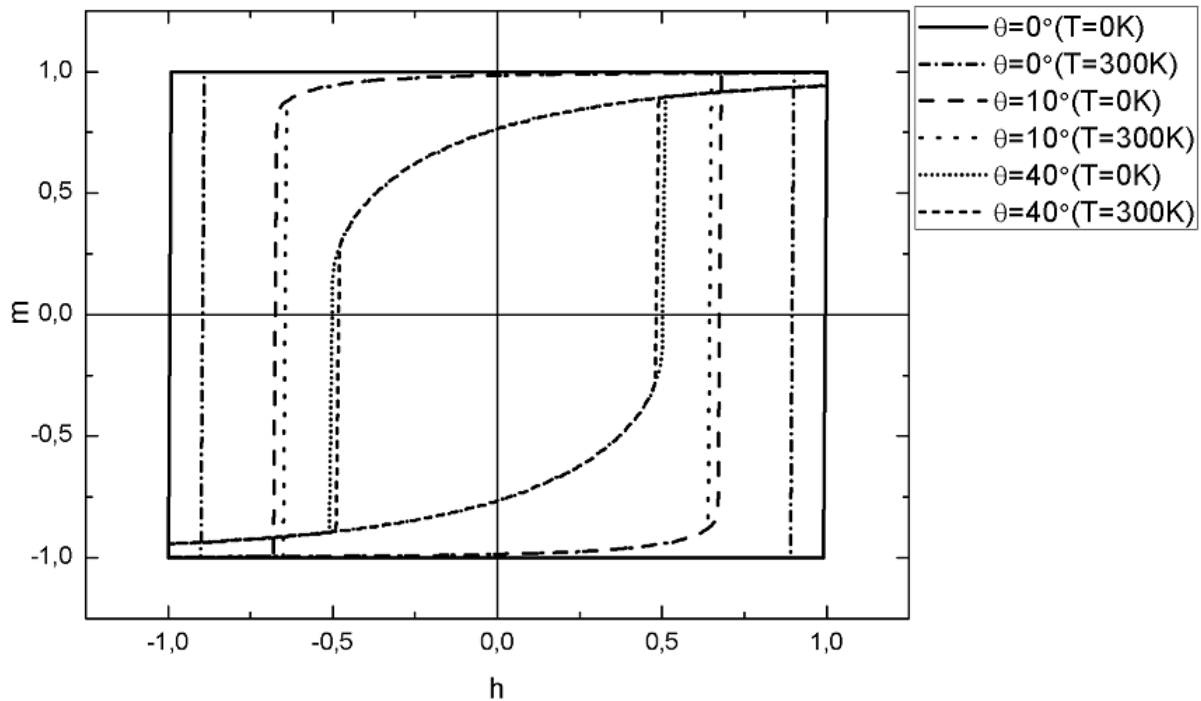


Figura 4.6: Comparando o ciclo de histerese de uma única partícula usando o modelo de Stoner-Wohlfarth (válido para $T = 0$ K) para alguns valores de θ com o obtido usando o modelo 1 para uma temperatura de 300 K.

Da figura 4.6 percebemos que a medida que aumentamos o ângulo θ entre o eixo fácil e o campo aplicado, a 0 K e 300 K, as diferenças entre as coercividades para um mesmo ângulo vão diminuindo. Veremos mais adiante que isto está associado à mudança de comportamento de h_c em função da temperatura de $t_r^{1/2}$ para partículas alinhadas para $t_r^{3/4}$ de um arranjo de partículas orientadas ao acaso.

4.4 Curvas de histerese para um arranjo de partículas em uma temperatura $T > 0$

Para um arranjo de partículas, o cálculo da magnetização para um dado campo magnético h e temperatura t_r deve ser feito levando em conta a contribuição de todas as orientações possíveis, como explicado nas seções 4.1.1 (modelo 1) e 4.1.2 (modelo

2).

A figura 4.7 mostra o ciclo de histerese de um conjunto de partículas com eixos fáceis orientados aleatoriamente para alguns valores particulares de t_{r1} usando o modelo 1 e a equação (4.1.9). É possível observar que as curvas de histerese são simétricas em relação ao eixo de coordenadas, e principalmente, que a coercividade do arranjo diminui com o aumento da temperatura reduzida.

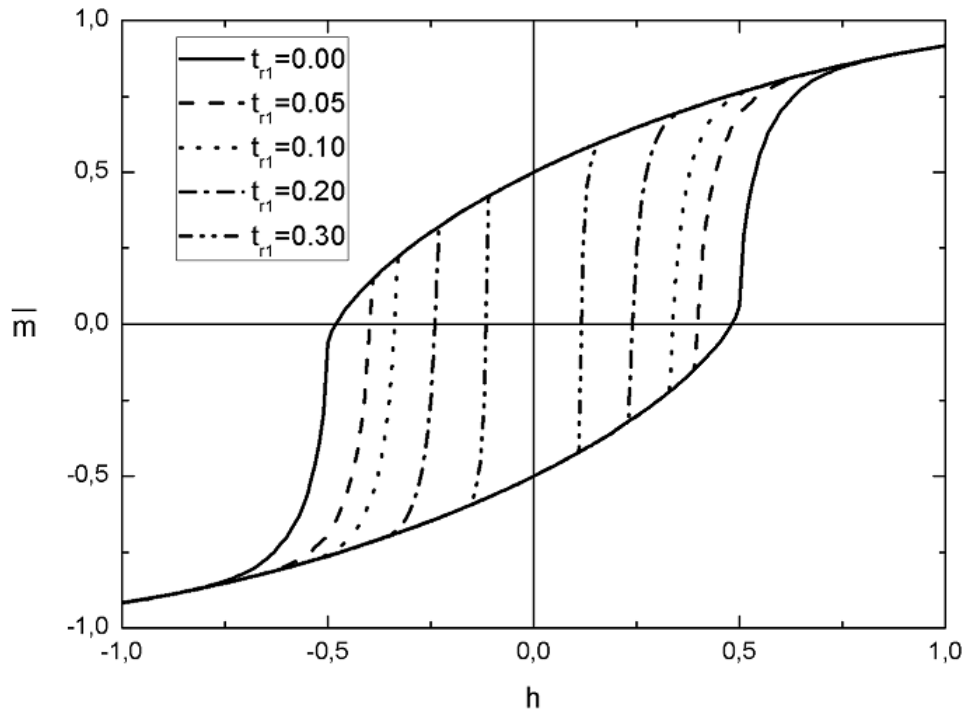


Figura 4.7: Ciclo de histerese de um arranjo de partículas orientadas aleatoriamente para algumas temperaturas reduzidas usando o modelo 1.

A figura 4.8, mostra parte do laço de histerese para várias t_{r1} , calculados partindo de $h = 1.0$ até $h = -1.0$. Com isso, é possível extrair dados como h_c , m_r e m_s para diferentes temperaturas, e inferir a cerca da inversão da magnetização deste tipo de sistema. Também podemos observar que m_r e m_s praticamente não variam com a temperatura, assim, iremos investigar o comportamento de h_c versus t_r para o modelo 1.

Extraindo os valores dos campos coercivos reduzidos para cada temperaturas reduzidas, obtemos a figura 4.9.

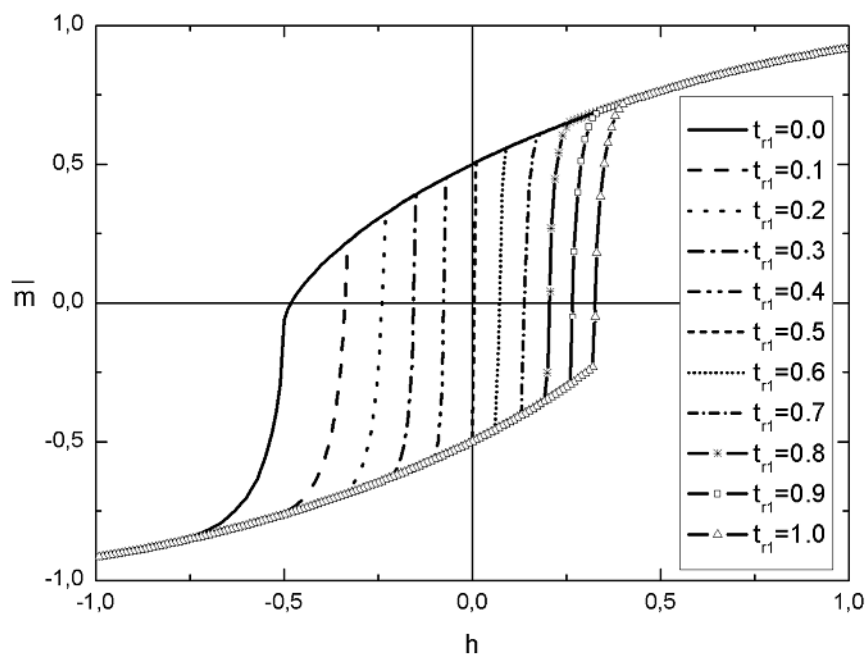


Figura 4.8: Parte do ciclo de histerese de um arranjo de partículas orientadas aleatoriamente para várias temperaturas reduzidas usando o modelo 1.

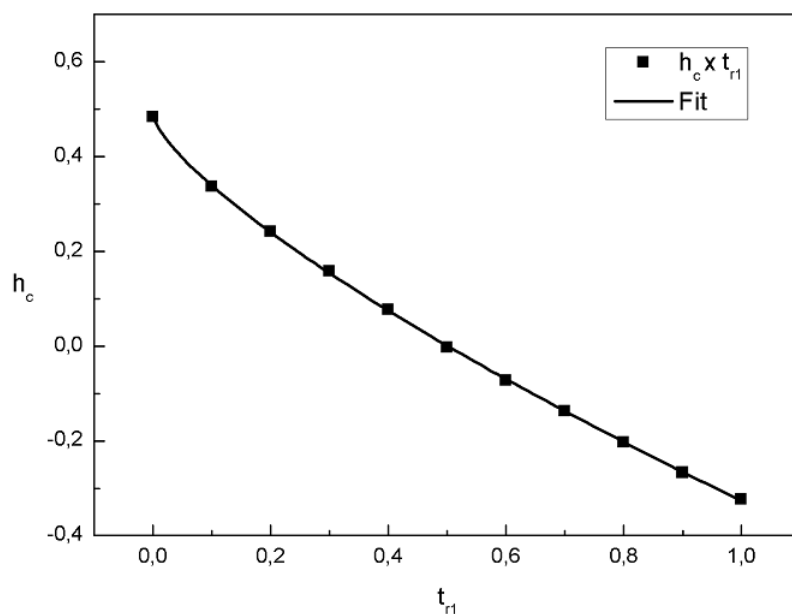


Figura 4.9: O campo coercivo em função da temperatura reduzida para o modelo 1.

É importante notarmos que, para temperaturas reduzidas maiores que 0.5, temos o surgimento de campos coercivos negativos. Este comportamento não é comum para sistemas de partículas magnéticas reais, principalmente aqueles onde as partículas são

não interagentes. Assim, podemos dizer que o modelo 1 falha nesse regime de temperatura $t_{r1} > 0.5$. Porém, foi possível analisar a curva da figura 4.9 para temperaturas $t_{r1} < 0.5$. Um ajuste desta curva foi feito, tendo sido observado o seguinte comportamento:

$$h_c = 0.48 - 0.81t_{r1}^{3/4} \quad (4.4.25)$$

O comportamento $t_r^{3/4}$ da coercividade é observado em sistemas reais, como por exemplo na referência [47], para um arranjo de nanopartículas de FeCo imersas em uma matriz de MnO (paramagnético para $T > 120$ K). Além disso para $t_r = 0$, ou seja, $T = 0$ K, obtemos o campo coercivo do modelo de SW.

A figura 4.10 mostra o ciclo de histerese para um arranjo de partículas SW não interagentes em diferentes temperaturas usando o modelo 2.

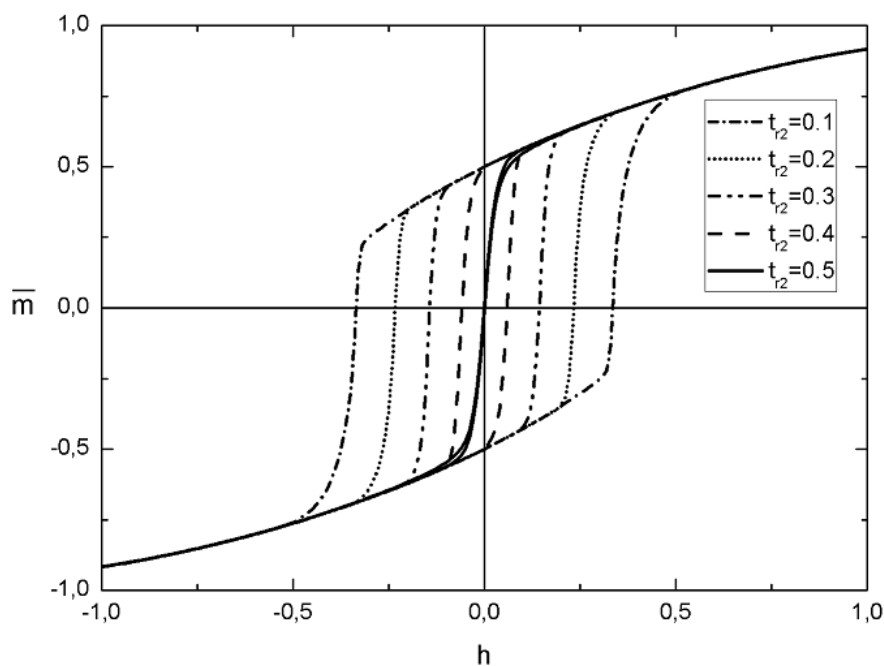


Figura 4.10: Ciclo de histerese para algumas temperaturas reduzidas usando o modelo 2.

Novamente, é observado que a coercividade para este sistema diminui com o aumento da temperatura, semelhante ao comportamento observado no modelo 1. A figura 4.11, mostra parte do laço de histerese para várias t_{r2} .

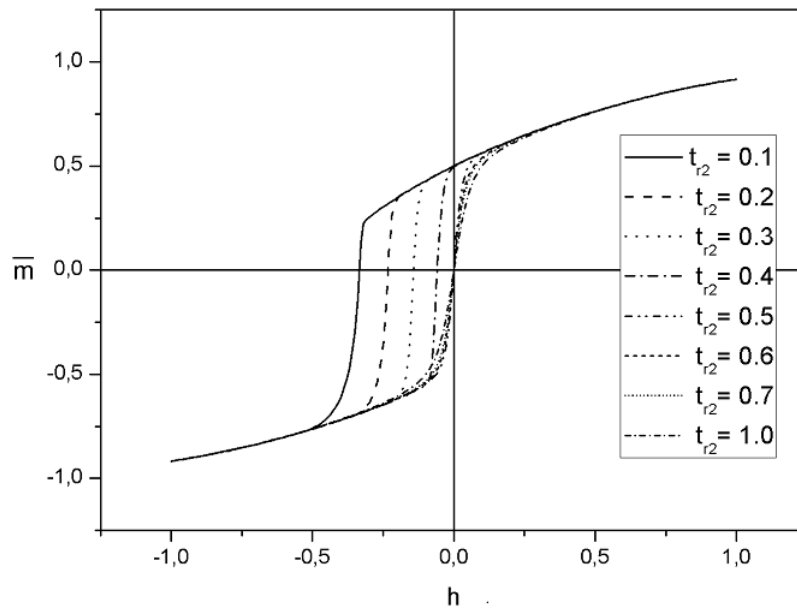


Figura 4.11: Parte do ciclo de histerese para algumas t_{r2} usando o modelo 2.

Quando observamos as curvas de histerese para $t_{r2} > 0.5$ (ver figura 4.11), percebemos que a coercividade tende a zero nessa região, e não se torna negativa, como ocorre para o modelo 1. A figura 4.12 mostra o comportamento de h_c em função da t_{r2} .

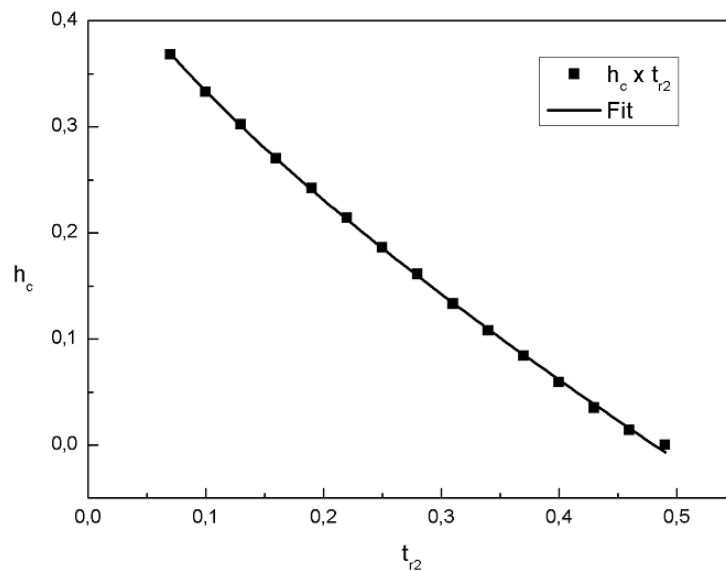


Figura 4.12: O campo coercivo em função da temperatura reduzida para o modelo 2.

Para $h_c < 0.5$, fizemos um ajuste da curva e obtivemos o seguinte comportamento:

$$h_c = 0.48 - 0.83t_r^{0.73} \quad (4.4.26)$$

Este comportamento é semelhante àquele obtido pelo modelo 1 para um arranjo de partículas não interagentes orientadas ao acaso. Pequenas diferenças nos parâmetros calculados serão discutidas mais adiante.

Novamente, para $t_{r2} = 0$, obtemos o campo coercivo do modelo de Stoner-Wohlfarth tradicional. Analisando a figura 4.11 percebemos que o campo coercivo não possui valores negativos para temperaturas reduzidas acima de 0.5 e sim campos coercivos nulos, característicos do regime superparamagnético. Realmente, devemos lembrar que a temperatura reduzida t_r pode ser definida em termos da temperatura de bloqueio superparamagnética, onde $t_r = (1/2)T/T_B$. Assim, quando $T = T_B$, então, $t_r = 0.5$, justificando o limite que separa os regimes ferromagnético daquele superparamagnético do sistema de partículas.

Embora as equações que mostram a dependência térmica do campo coercivo para o modelo 1 equação (4.4.25) e para o modelo 2 equação (4.4.26) sejam bastante próximas, os dois modelos apresentam um comportamento um pouco diferente. A figura 4.13 compara os ciclos de histerese usando os dois modelos. Para pequenas temperaturas reduzidas, os modelos se aproximam bastante, mas, a medida que aumentamos a temperatura, eles vão se diferenciando.

Um ponto onde eles assumem comportamentos bem diferentes é para temperaturas reduzidas maiores que 0.5. No modelo 1 para tais temperaturas surgem campos coercivos negativos enquanto que no modelo 2 surgem campos coercivos nulos. Além disso, as curvas que representam uma mudança irreversível na magnetização de um mínimo para outro no modelo 2 são mais suaves que no modelo 1.

A principal diferença entre o modelo 1 e o modelo 2 está em como se dá o salto da magnetização sobre a barreira de energia. No modelo 1, há uma comparação entre

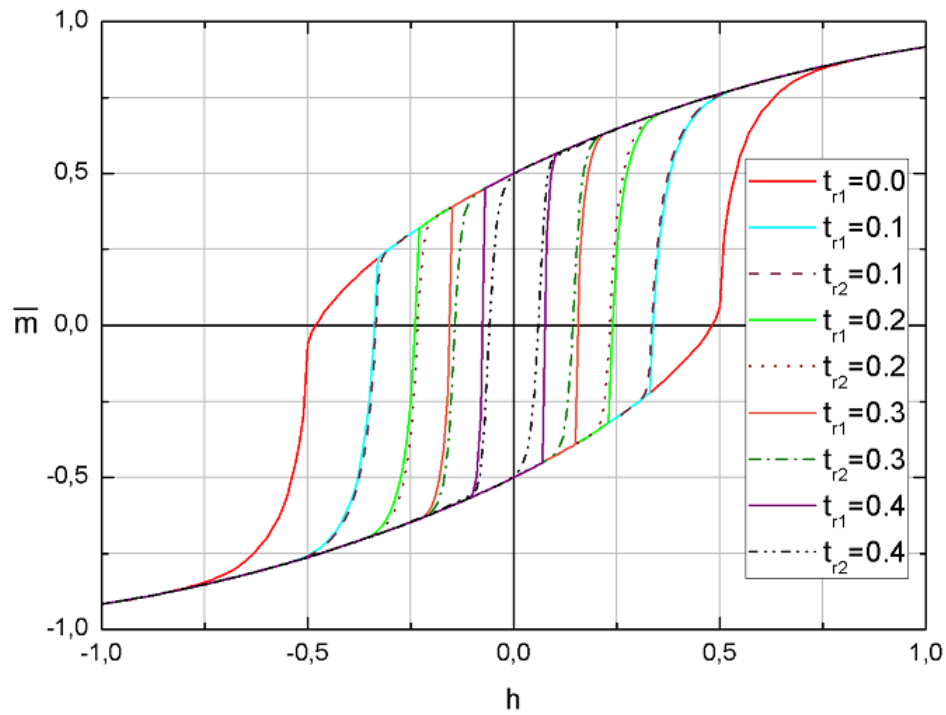


Figura 4.13: Comparação entre os ciclos de histerese usando os modelos 1 e 2.

a energia térmica e a energia da barreira: se $t_r > \Delta E$, o salto ocorre. Assim, para temperaturas muito altas, a magnetização inverte mesmo para campos ainda positivos. Já no modelo 2, o salto sobre a barreira se dá baseado em uma probabilidade de transição, que depende, entre outras coisas, da população de partículas nos mínimos 1 e 2, tornando mais suave o salto sobre a barreira e a curva de histerese.

4.5 Interações magnéticas entre nanopartículas

O estudo das interações magnéticas entre nanopartículas tem recebido bastante interesse da comunidade científica nos últimos anos, devido a necessidade da compreensão de tais interações que se tornaram importantes quando se aumenta por exemplo a densidade de armazenamento magnético de dados.

4.5.1 Interação entre partículas magnéticas: A teoria de campo médio no modelo de SW

Uma das primeiras explicações do ferromagnetismo foi dada por P. Weiss em 1907, quando postulou a existência de um campo molecular que fazia os momentos magnéticos moleculares se alinharem. A interação de cada momento magnético atômico com todos os outros vizinhos é substituída por um campo médio de origem molecular adicionado ao campo externo aplicado.

A mecânica quântica, desde então, mostrou que a interação entre os momentos magnéticos atômicos é devido à interação de troca. No entanto, numa escala maior, Jiles e Atherton [48] postularam a existência de um campo médio de interação, que oferece um meio de aproximar as interações reais [49, 15].

O campo médio é uma boa escolha para contabilizar o efeito macroscópico da interação entre partículas do tipo Stoner-Wohlfarth. O campo que as partículas estão submetidos é chamado de campo efetivo h_{ef} dado por,

$$h_{ef} = h + \alpha M \quad (4.5.27)$$

onde h é o campo externo aplicado, α é um parâmetro adimensional de campo médio representando a interação entre os domínios, o qual pode ser determinado experimentalmente para materiais isotrópicos, e M é a magnetização total [48, 50].

O principal problema nesse modelo consiste no cálculo da magnetização que depende do campo efetivo, e este, do campo aplicado e da própria magnetização. Uma maneira de resolver esse problema consiste em assumirmos que a magnetização do arranjo de partículas seja calculado inicialmente para o campo máximo h_{max} , depois para o campo $h_{max} - \Delta h$ (onde Δh é o passo na varredura do campo), e assim sucessivamente até o campo $-h_{max}$. Dessa maneira, é possível usar a aproximação que a magnetização usada no cálculo do campo efetivo $h_{ef} = h + \alpha M$ seja igual a magnetização calculada para o campo externo anterior. A magnetização para o campo h_{max} é igual à magnetização de saturação, que é conhecida para o modelo de SW.

Assim, é importante usar este ponto de partida para o cálculo da histerese do arranjo de partículas interagentes usando o modelo de campo médio.

Se o tamanho do passo do campo Δh não é muito grande, então, a mudança da magnetização entre os passos do campo será pequena e a aproximação pode ser usada.

Com isso podemos encontrar a magnetização total de um arranjo de partículas inserindo a interação entre partículas por meio da teoria de campo médio. Fazendo isso para alguns α particulares, obtemos a figura 4.14.

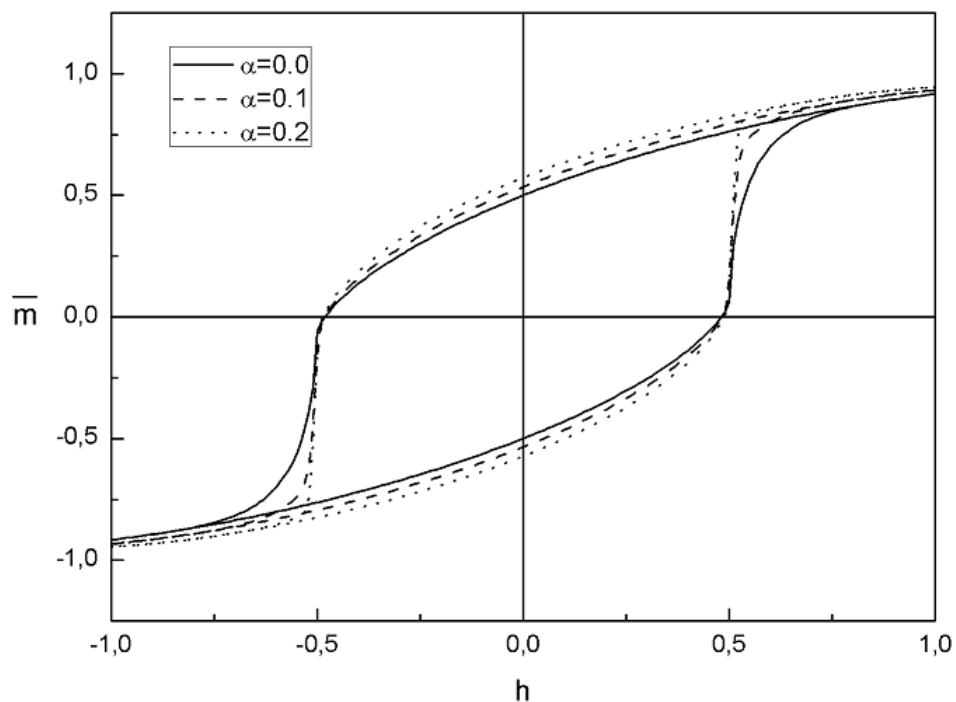


Figura 4.14: Ciclo de histerese com interação entre partículas usando a teoria de campo médio.

Podemos obter informações importantes como o campo coercivo e a magnetização remanente em função de α , como mostram as figuras 4.15 e 4.16.

Fazendo um ajuste da curva para o campo coercivo obtemos:

$$h_c = 0.47 + 0.01e^{(2.42\alpha)} \quad (4.5.28)$$

enquanto que para a magnetização remanente obtemos:

$$m_r = 0.50 + 0.40\alpha \quad (4.5.29)$$

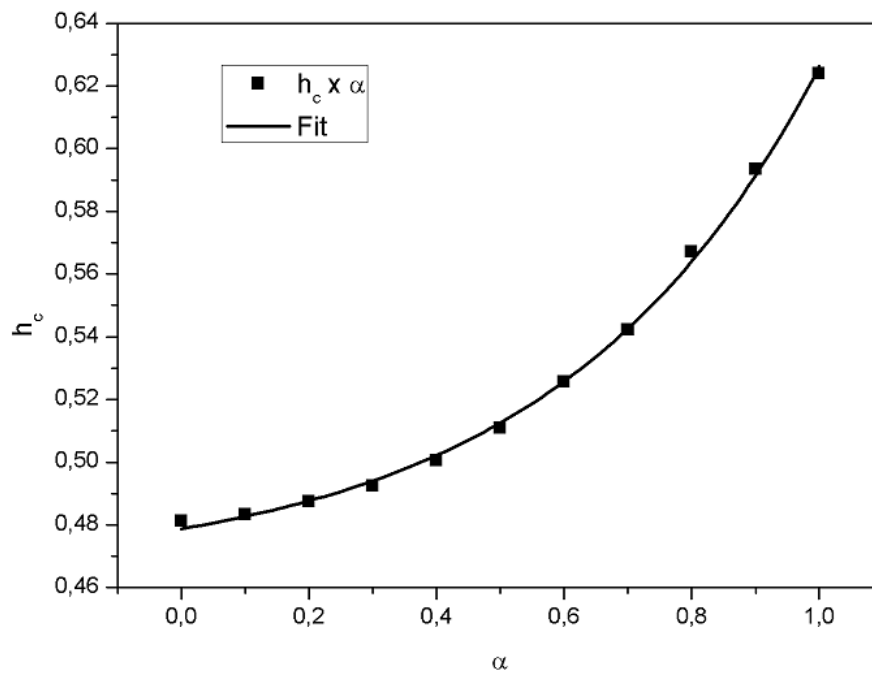


Figura 4.15: Campo coercivo em função de α .

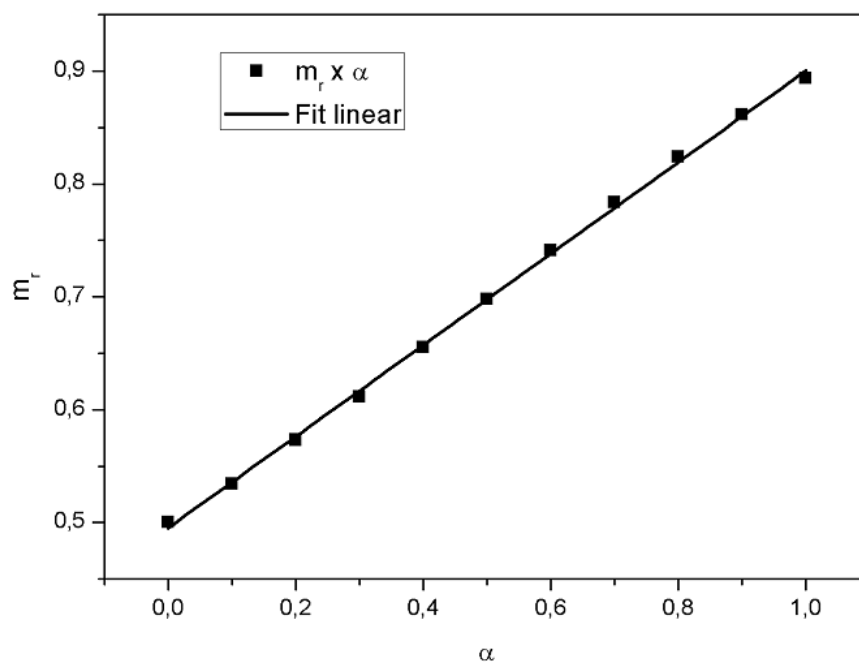


Figura 4.16: Magnetização remanente em função de α .

Percebemos que:

- Para $\alpha = 0$ os valores de h_c e m_r coincidem com os valores obtidos usando o

modelo de SW sem interação (figura 3.7), o que mostra a consistência do nosso modelo;

- Para pequenos α (até 0.3) os campos coercivos praticamente não mudam, mas, a partir desse ponto percebemos maiores variações do campo coercivo;
- A magnetização remanente varia linearmente com α ;

4.5.2 Gráficos de Henkel para sistemas de partículas interagentes usando a teoria de campo médio

Uma maneira bastante conhecida para estudar as interações entre nanopartículas magnéticas é através do uso dos gráficos de Henkel. Vimos que sistemas não interagentes apresentam, em geral, gráficos de Henkel lineares, enquanto os sistemas interagentes apresentam gráficos curvos.

Em geral, os gráficos de Henkel são usados para dar informações acerca da existência ou não de interações entre partículas magnéticas. Eles são baseados nas curvas de remanência obtidas durante os processos de magnetização e desmagnetização do sistema de partículas. Podemos lembrar, ainda, que a remanência está associada com processos irreversíveis, ou seja, saltos irreversíveis da magnetização. Quando o sistema é não interagente, a relação de Wohlfarth apresenta um comportamento linear, associado a um balanço entre o processo de magnetização e desmagnetização do sistema. A presença de interações entre as partículas causa um desbalanço na relação Wohlfarth, que pode ser do tipo a favorecer a remanência da magnetização (interação de troca) ou da desmagnetização (interação dipolar) entre as partículas. Informações mais detalhadas sobre o tipo e intensidade das interações são mais visíveis quando se usa gráficos de δM , onde:

$$\delta M = m_d(h) - [1 - 2m_r(h)]. \quad (4.5.30)$$

Portanto, os desvios da relação de Wohlfarth podem ser notados nas curvas de δM .

Valores positivos de δM são interpretados como indicativo da interação de troca entre partículas, enquanto que os valores negativos de δM indicam que a interação é predominantemente dipolar [43]. Para alguns α positivos obtemos as curvas de M_R e M_D , como podem ser vistas nas figuras 4.17 e 4.18:

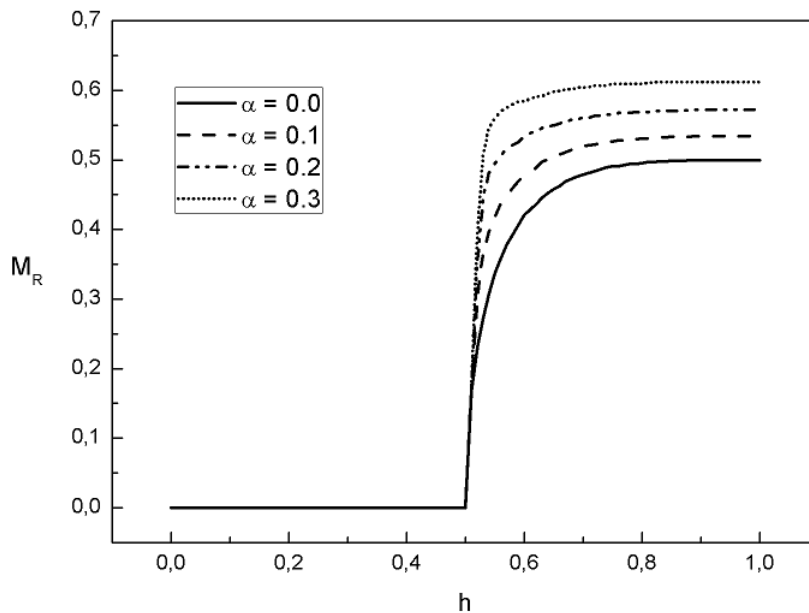


Figura 4.17: Curvas de M_R para alguns α positivos.

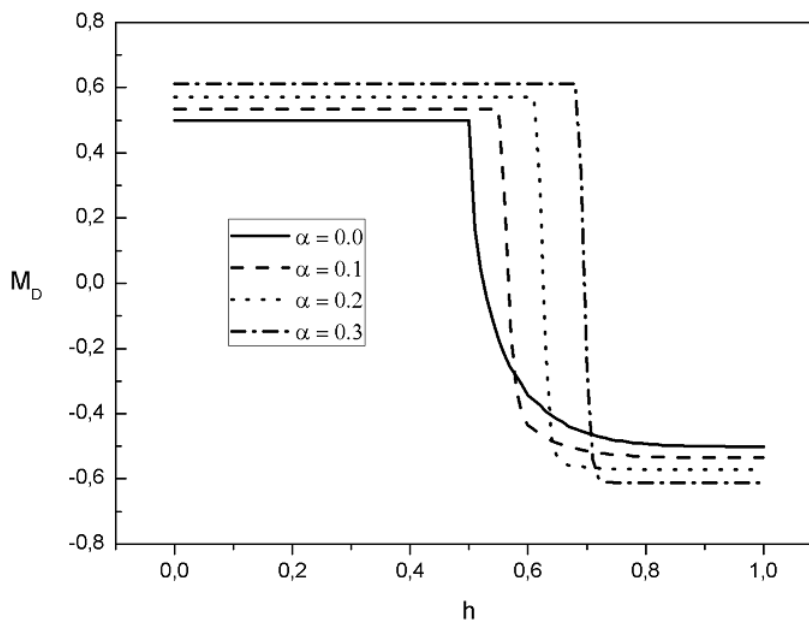


Figura 4.18: Curvas de M_D para alguns α positivos.

Para alguns α positivos obtemos os seguintes gráficos de Henkel e curvas de δM (figuras 4.19 e 4.20):

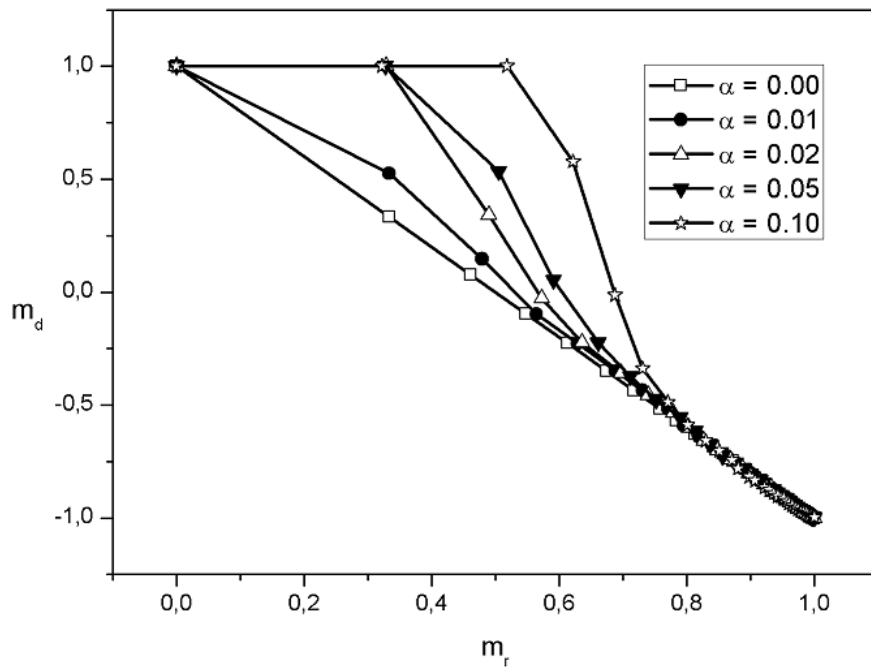


Figura 4.19: Plot de Henkel para α positivos.

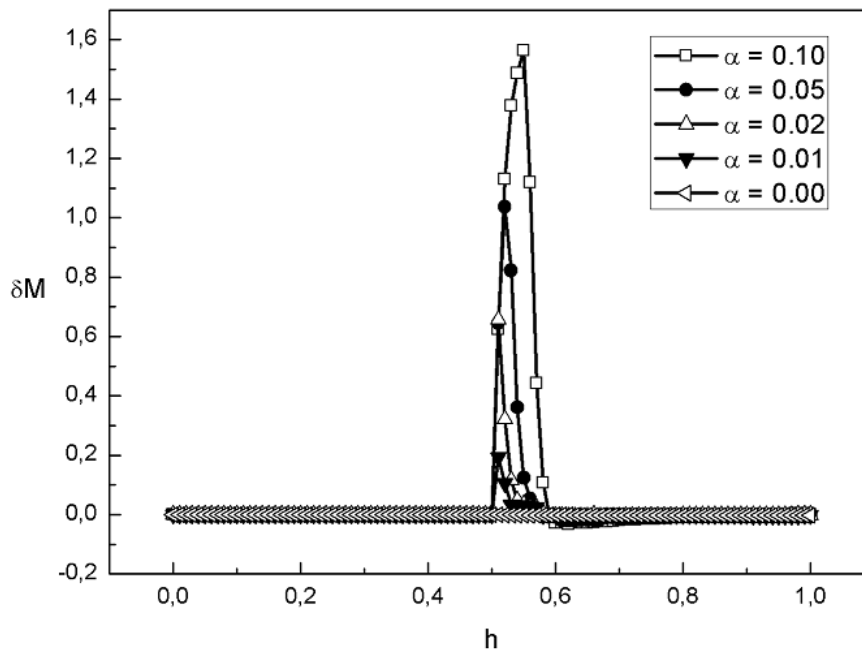


Figura 4.20: Curvas de δM para α positivos.

Para alguns α negativos obtemos os seguintes gráficos de Henkel e curvas de δM (figuras 4.21 e 4.22):

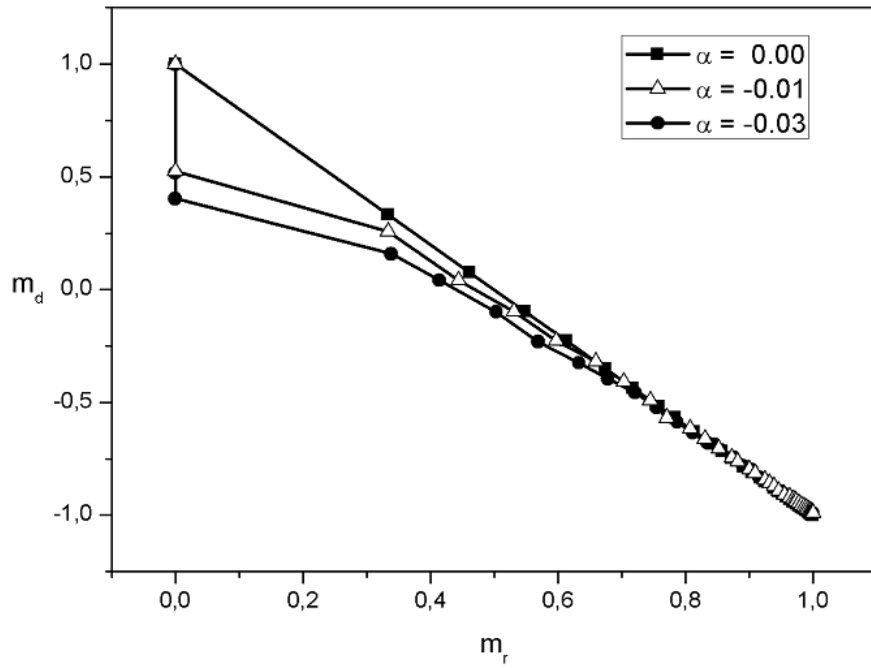


Figura 4.21: Plot de Henkel para α negativos.

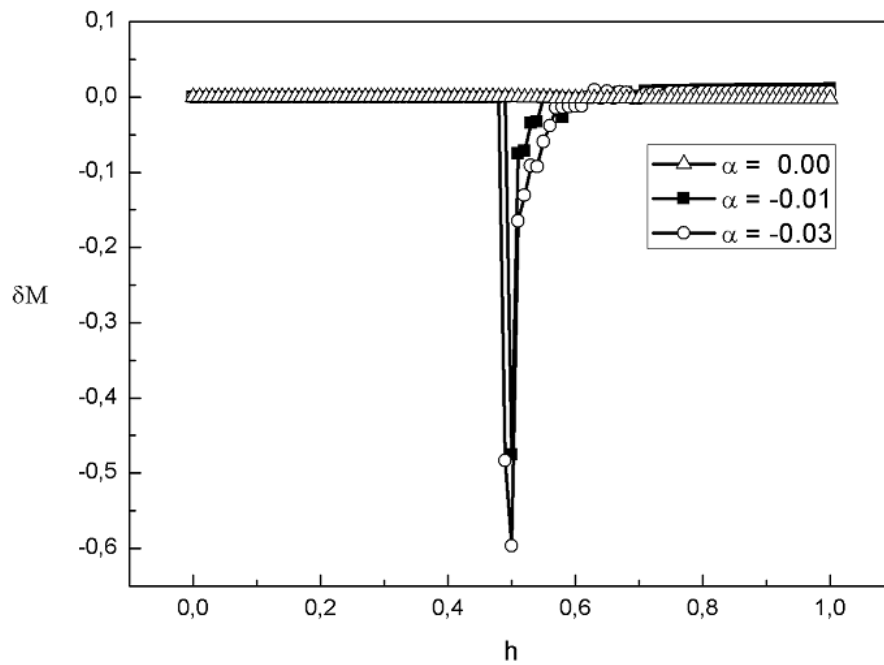


Figura 4.22: Curvas de δM para α negativos.

A figura 4.19 confirma a existência da interação uma vez que o gráfico de Henkel curva-se para cima e a figura 4.20 nos revela que a interação predominante entre as partículas é a de troca.

A figura 4.21 confirma a existência da interação pois o gráfico de Henkel curva-se para baixo e a figura 4.22 nos mostra que a interação predominante entre as partículas é a de dipolar, uma vez que observamos uma curva de δM negativa.

Capítulo 5

Conclusões

Estudamos as curvas de magnetização para um arranjo de partículas magnéticas de domínio único, com anisotropia uniaxial, que invertem a magnetização por rotação coerente, não interagentes, conhecidas como partículas de Stoner-Wohlfarth. O estudo das curvas de magnetização foi feito calculando numericamente a contribuição de cada partícula via integração numérica.

Uma contribuição importante foi a generalização do modelo de SW para incluir temperatura, usando a lei de Arrhenius-Néel para permitir saltos da magnetização sobre barreiras de energia por agitação térmica, e interação entre as partículas usando modelo de campo médio.

A fim de compreender bem o sistema com o qual estamos lidando, apresentamos as curvas de histerese para uma única e para um arranjo de partículas SW não interagentes. Foram determinadas propriedades como coercividade, magnetização remanente. Também, estudamos o campo crítico em função do ângulo de orientação do eixo fácil em relação ao campo. Gráficos de Henkel foram feitos para o sistema de partículas SW não interagentes, com o cálculo das magnetizações remanentes m_r e m_d . A relação entre m_r e m_d obtida foi uma reta, conhecida como a relação de Wohlfarth.

A inclusão da temperatura no sistema se deu através de dois modelos, a saber: modelo de Garcia-Otero (modelo 1) e modelo de Crew (modelo 2). Ambos os modelos são baseados na lei de relaxação de Arrhenius-Neel. A diferença entre eles está no

critério para o salto irreversível da magnetização sobre a barreira. Ficou demonstrado que o modelo 1 apresenta uma falha para temperaturas reduzidas maiores que 0.5 ($t_r = 0.5$ equivale a $T = T_B$, a temperatura de bloqueio superparamagnética), quando exhibe h_c negativo nessa região de temperatura. É importante lembrar que, no regime superparamagnético, a coercividade é esperada ser nula. Já o modelo 2 apresentou uma tendência a zero para a coercividade quando t_r é maior que 0.5, que foi mais condizente com sistemas reais. Ambos os modelos apresentaram comportamento para h_c do tipo $t_r^{3/4}$ para partículas orientadas ao acaso, no regime $t_r < 0.5$, resultado este reconhecido na literatura tanto teoricamente quanto via sistemas de partículas reais.

A última parte do trabalho se deu com a inclusão de interações magnéticas no modelo de SW. Para tal, foi usado o modelo de campo médio, que considera que a interação de cada partícula magnética com todas as outras ao seu redor é substituída por um campo médio proporcional à magnetização total que é adicionado ao campo externo aplicado. A constante de proporcionalidade α pode ser positiva ou negativa, a fim de simular interação de troca ou interação dipolar, respectivamente, entre as partículas.

Foram calculadas curvas de histerese para valores de α positivos e negativos. Foi observado que a interação altera os valores tanto de h_c quanto de m_r . Além disso, foram calculados gráficos de Henkel e curvas de δM para valores positivos e negativos de α . Foi observado que os melhores resultados se deram para valores pequenos de α , devido às limitações da aproximação de campo médio usada. As curvas de δM apresentaram valores positivos para valores positivos de α , associados à interação de troca entre as partículas. As curvas de δM apresentaram valores negativos para valores negativos de α , associados à interação dipolar entre as partículas. Estes resultados são condizentes com outros resultados teóricos e experimentais acerca da investigação das interações magnéticas entre partículas magnéticas SW.

Apêndice A

O campo crítico

A energia reduzida equação (3.2.2) é dada por:

$$\eta = \frac{E}{2KV} = -\frac{1}{4}\cos(2(\phi - \theta)) - h\cos(\phi). \quad (\text{A.1})$$

A orientação de equilíbrio da magnetização para um dado campo será tal que η seja mínima em relação a ϕ , que pode ser encontrada a partir de [33]:

$$\frac{\partial \eta}{\partial \phi} = 0, \quad (\text{A.2})$$

e

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \phi^2} \geq 0. \quad (\text{A.3})$$

que resulta em,

$$\frac{\partial \eta}{\partial \phi} = \frac{1}{2}\sin(2(\phi - \theta)) + h\sin(\phi) = 0, \quad (\text{A.4})$$

e

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \phi^2} = \cos(2(\phi - \theta)) + h\cos(\phi) \geq 0. \quad (\text{A.5})$$

Uma grandeza importante é o campo em que as partículas sofrem saltos irreversíveis na direção da magnetização ao mudar o campo aplicado, essa grandeza é chamada de campo crítico. Uma mudança irreversível na magnetização está associada com o vetor magnetização da partícula em movimento entre um mínimo e o outro [2, 38].

Para um determinado valor de θ , o valor crítico de h que denotaremos por h_{cri} , pode ser calculado a partir das condições para um ponto de mínimo na curva da energia reduzida equações (A.2) e (A.3) [2, 35]. As três quantidades h_{cri} , ϕ e θ então relacionadas pelas equações simultâneas (A.2) e (A.3) (com o sinal de igualdade); eliminando uma qualquer podemos obter uma relação entre as outras duas é mais simples eliminar h .

Da equação (A.5) com o sinal de igualdade, isolando h :

$$h = -\frac{\cos(2(\phi - \theta))}{\cos(\phi)}, \quad (\text{A.6})$$

e substituindo na equação (A.4), obtemos:

$$tg(2(\phi - \theta)) = 2tg(\phi), \quad (\text{A.7})$$

mas, da figura 3.1 vemos que $\phi = \theta + \psi$, logo podemos escrever

$$tg(2\phi) = 2tg(\theta + \phi), \quad (\text{A.8})$$

usando as identidades trigonométricas,

$$tg(2\psi) = \frac{2tg(\psi)}{1 - tg^2\psi}, \quad (\text{A.9})$$

e

$$tg(\theta + \psi) = \frac{tg(\theta) + tg(\psi)}{1 - tg(\theta)tg(\psi)}, \quad (\text{A.10})$$

podemos escrever a equação (A.8) como,

$$\frac{2tg(\psi)}{1 - tg^2(\psi)} = 2 \left[\frac{tg(\theta) + tg(\psi)}{1 - tg(\theta)tg(\psi)} \right], \quad (\text{A.11})$$

ou ainda,

$$tg(\psi) - tg(\theta)tg^2(\psi) = tg(\theta) - tg(\theta)tg^2(\psi) + tg(\psi) - tg^3(\psi), \quad (\text{A.12})$$

então,

$$tg^3(\psi) = tg(\theta), \quad (\text{A.13})$$

é conveniente escrever,

$$tg^{\frac{1}{3}}(\theta) = tg(\psi) = w, \quad (\text{A.14})$$

o valor de ϕ pode ser escrito como,

$$\phi = \theta + \psi = \theta + tg^{-1}(w), \quad (\text{A.15})$$

a equação (A.11), pode ser reescrita usando as equações (A.10) e (A.14) como,

$$tg(\phi) = w/(1 - w^2). \quad (\text{A.16})$$

com as três quantidades h_{cri} , ϕ e θ existem basicamente seis relações dando uma qualquer explicitamente em termos de uma segunda. Estas relações podem ser obtidas fazendo várias manipulações. As relações entre h_{cri} e θ são [35]:

$$h_{cri} = \frac{(1 - w^2 + w^4)^{\frac{1}{2}}}{(1 + w^2)}. \quad (\text{A.17})$$

com,

$$w = tg^{\frac{1}{3}}(\theta).$$

Apêndice B

Solução da equação diferencial

A fração de partículas P no mínimo de energia em ϕ_1 é governada pela equação diferencial,

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{1}{\tau_1}P + \frac{1}{\tau_2}(1 - P), \quad (\text{B.1})$$

essa equação pode ainda ser escrita como,

$$\frac{dP}{dt} + \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)P = \frac{1}{\tau_2}, \quad (\text{B.2})$$

chamando,

$$Q = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2},$$

e

$$R = \frac{1}{\tau_2},$$

a equação (B.2), pode ser reescrita como:

$$\frac{dP}{dt} + QP = R. \quad (\text{B.3})$$

A solução geral $P(t)$ dessa equação é a soma da solução da parte homogênea P_h com a solução particular P_p ,

$$P(t) = P_h + P_p. \quad (\text{B.4})$$

A solução da parte homogênea é obtida fazendo $R = 0$,

$$\frac{dP}{dt} + QP = 0 \rightarrow \frac{dP}{dt} = -QP \rightarrow \int_K^P \frac{dP}{P} = - \int_t^0 Q dt, \quad (\text{B.5})$$

logo,

$$\ln\left(\frac{P}{K}\right) = -Qt \rightarrow P_h = Ke^{-Qt}. \quad (\text{B.6})$$

A solução particular é obtida fazendo $P = C$ na equação (B.3) onde C é uma constante, com isso obtemos:

$$QC = R \rightarrow C = \frac{R}{Q} \rightarrow P_p = \frac{R}{Q}, \quad (\text{B.7})$$

substituindo as equações (B.6) e (B.7) na equação (B.4),

$$P(t) = \frac{R}{Q} + Ke^{-Qt}, \quad (\text{B.8})$$

analisando o valor de P em $t = 0$,

$$P(0) = \frac{R}{Q} + K \rightarrow K = P(0) - \frac{R}{Q}, \quad (\text{B.9})$$

e o valor P em t infinito ou no equilíbrio térmico $P(\infty) = R/Q$, logo:

$$P(t) = \frac{R}{Q} + \left(P(0) - \frac{R}{Q}\right) e^{-Qt}. \quad (\text{B.10})$$

Bibliografia

- [1] FALLEIROS, J. P. B.; BRANDL, A. L.; FONSECA, A. R. A. Aplicações da nanotecnologia no diagnóstico e tratamento de câncer. **Nucleus**, v.8, n.1, p. 151-170, abr. 2011.
- [2] GARCÍA-OTERO, J.; GARCÍA-BATISTA, A. J.; RIVAS, J. Influence of temperature on the coercive field of non-interacting fine magnetic particles. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 189, p. 377-383, 1998.
- [3] GUIMARÃES, A. P. Propriedades Magnéticas de Sistemas Granulares. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, Fortaleza, v. 22, n. 3, p. 382-386, jun. 2000.
- [4] KODOMA, R. H. Magnetic nanoparticles. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 200, p. 359-372, mar. 1999.
- [5] REISS, G; HÜTTEN, A. Magnetic nanoparticles: Applications beyond data storage. **Nature materials**, v. 4, p. 725-726, out. 2005.
- [6] GUIMARÃES, A. P. **Principles of nanomagnetism**. New York: Springer, 2009. 233 p.
- [7] TAMION, A. et al. Efficient hysteresis loop simulations of nanoparticle assemblies beyond the uniaxial anisotropy **Physical Review B**, v. 85, n. 13, p. 134430, abr. 2012.
- [8] RIBEIRO, G. A. P. As Propriedades Magnéticas da Matéria: Um primeiro con-

- tato. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, São Carlos, v. 22, n. 3, p. 299-305, set. 2000.
- [9] RODRÍGUEZ, G. J. B. O Porque de Estudarmos os Materiais Magnéticos. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, Porto Alegre, v. 20, n. 4, p. 315-320, dez. 1998.
- [10] OLIVEIRA, I. S.; JESUS, V. L. B. **Introdução à Física do Estado Sólido**. 1.ed. São Paulo: Livraria da Física, 2005.
- [11] PANKHURST, Q. A. et al. Applications of magnetic nanoparticles in biomedicine. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 36, p. 167-182, jun. 2003.
- [12] ALMEIDA, M. P.; COSTA, U. M. S. Exemplo de Histerese com um Sistema de Massa-Mola. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, Fortaleza, v. 22, n. 1, p. 49-53, mar. 1999.
- [13] TANNOUS, C.; GIERALTTOWSKI, J. The Stoner-Wohlfarth model of ferromagnetism. **European Journal of Physics**, v. 29, p. 475-478, mar. 2008.
- [14] BEDANTA, S.; KLEEMANN, W. Supermagnetism. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 42, p. 1-29, dez. 2009.
- [15] NOVAK, Miguel A. **Introdução ao magnetismo**. Disponível em: <<http://www.cbpf.br/labmag/miguel.pdf>>. Acesso em 22 de ago. 2012.
- [16] HANSEN, M.F.; MØRUP, K. Models for the dynamics of interacting magnetic nanoparticles. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 184, p. 262-274, 1998.
- [17] BLUNDELL, S. **Magnetism in Condensed Matter**. New York: Oxford University Press, 2001. 251 p.

- [18] CHIKAZUMI, S. **Physics of Ferromagnetism**. Second Edition. New York: Oxford University Press, 1997. 668 p.
- [19] STÖHR, J.; SIEGMANN, H.C. **Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics**. USA: Springer, 2006. 821 p.
- [20] COEY, J. M. D. **Magnetism and Magnetic Materials**. New York: Cambridge University Press, 2009. 663 p.
- [21] CULLITY, B. D. **Introduction to magnetic materials**. Second Edition. New Jersey: John Wiley & Sons, 2009. 550 p.
- [22] JONHSON, M.T. et al. Magnetic anisotropy in metallic multilayers. **Rep. Prog. Phys**, v. 59, p. 1409-1458, jul. 1996.
- [23] GETZLAFF, M. **Fundamentals of Magnetism**. New York: Springer, 2008. 384 p.
- [24] WANG, X. et al. Torque method for the theoretical determination of magnetocrystalline anisotropy. **Physical Review B**, v. 54, n. 2, p. 61-64, jul. 1996.
- [25] DUBOWIK, J. Shape anisotropy of magnetic heterostructures. **Physical Review B**, v. 54, n. 2, p. 1088-1091, jul. 1996.
- [26] DUNLOP, D. J. & ÖZDEMİR, O. **Rock Magnetism: Fundamentals and frontiers**. New York: Cambridge University Press, 1997. 595 p.
- [27] HUBERT, A.; SCHÄFER, R. **Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures**. New York: Springer, 2009. 707 p.
- [28] KITTEL, C. **Introdução à Física do Estado Sólido**. 8.ed. Rio de Janeiro: LTC, 2006. 578 p.
- [29] KITTEL, C. Theory of the Structure of Ferromagnetic Domains in Films e Small Particles **Physical Review**. v. 70, n. 11, p. 965-971, dez. 1946.

- [30] TEBBLE, R. S.; CRAIK, D. J. Magnetic Domains. **Rep. Prog. Phys.** v. 24, n. 116, p. 116-167, 1961.
- [31] THIRION, C.; WERNSDORFER, W.; MAILLY, D. Switching of magnetization by nonlinear resonance studied in single nanoparticles. **Nature Materials.** v.2, p. 524-527, ago. 2003.
- [32] HOYO, Alfredo De Blas Del. **Modelización de la histérese magnética y su aplicación al cálculo numérico en máquinas eléctricas.** 2005. 627 f. Tese (Doutorado de Engenharia Elétrica) - Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade Politécnica de Cataluña, [2005].
- [33] MAYERGOYZ, Isaak. **Mathematical Models of Hysteresis and Their Applications.** 2.ed. New York: Academic Press, 2003.
- [34] BROWN, W. F. Thermal fluctuations of a single-domain particle. **Physical Review.** v. 130, n. 5, p. 1677-1686, dez. 1963.
- [35] STONER, E. C.; WOHLFARTH E. P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. **IEEE Transactions on magnetics,** v. 27, n.3, p. 3475-3518, jul. 1991.
- [36] SZABÓ, Z. ; IVÁNYI, A. Computer-aided simulation of Stoner Wohlfarth model. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials,** v. 216, p. 33-36, mar. 2000.
- [37] MAJETICH, S. A.; SACHAN, M. Magnetostatic interactions in magnetic nanoparticle assemblies: energy, time and length scales. **Journal of Physics D: Applied Physics,** v. 39, p. 407-422, out. 2006.
- [38] CREW, D. C. **An investigation of the magnetic viscosity parameter and reversible magnetisation.** 1997. 72 f. Tese em física - Department of Mechanical and Materials Engineering. University of Western Australia, 1997.

- [39] ARFKEN, G. B. **Física Matemática: Métodos matemáticos para físicos**. 6.ed. Rio de Janeiro: Campus/Elsevier, 2007. 912 p.
- [40] DOS SANTOS, C. A. Histerese magnética: perdas e ganhos. **Ciência Hoje Online**, Rio de Janeiro, 15 dez. 2009. Disponível em: <<http://cienciahoje.uol.com.br/colunas/do-laboratorio-para-a-fabrica/histerese-magnetica-perdas-e-ganhos>>. Acesso em: 31 jan. 2013.
- [41] GARCÍA-OTERO, J.; PORTO, M.; RIVAS, J. Henkel plots of single-domain ferromagnetic particles. **Journal of applied physics**, v. 87, n. 10, p. 7376-7381, 2000.
- [42] THAMM, S. ; HESSE, J. The remanence of a Stoner-Wohlfarth particle ensemble as function of the demagnetisation process. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 184, p. 245-255, dez. 1998.
- [43] GAO, R. W. et al. Hard magnetic property and $\delta M(H)$ plot for sintered NdFeB magnet. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 208, p. 239-243, 2000.
- [44] FRANCO, V.; CONDE, A. Thermal effects in a Stoner-Wohlfarth model and their influence on magnetic anisotropy determination. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 278, p. 28-38, 2004.
- [45] CREW, D. C. et al. Measurement of magnetic viscosity in a Stoner-Wohlfarth material. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 163, p. 299-312, 1996.
- [46] DORMANN, J. L.; FIORANI, D. TRONC, E. Magnetic relaxation in fine-particle systems. **Advances in chemical physics**. v.98, p. 283-484, 1997.

- [47] ARAÚJO, L. R. S. **Propriedades magnéticas do nanocompósito $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_y(\text{MnO})_{1-y}$** . 2009. 129 f. (Tese de doutorado em física) - Departamento de Física. Universidade Federal de Pernambuco, 2009.
- [48] JILES, D. C.; ATHERTON, D. L. Theory of ferromagnetic hysteresis. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 61, p. 48-60, jan. 1986.
- [49] ATHERTON, D. L.; A Mean Field Stoner-Wohlfarth Hysteresis Model. **IEEE Transactions on Magnetics** , v. 26, n. 6, p. 3059-3063, nov. 1990.
- [50] ZHONG, J. J. et al. A 3-D vector magnetization model with interaction field. **IEEE Transactions on magnetics**, v. 41, n.5, p. 1496-1499, mai. 2005.