



CENTRO ESTADUAL DE EDUCAÇÃO TECNOLÓGICA PAULA SOUZA
FACULDADE DE TECNOLOGIA DE SÃO PAULO
DEPARTAMENTO DE ENSINO GERAL
CURSO SUPERIOR DE TECNOLOGIA EM MATERIAIS

LUCIANA NOBRE NAKAMINE

**CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA E MAGNETORESISTÊNCIA DE
MATERIAIS NANOESTRUTURADOS**

SÃO PAULO

2022

LUCIANA NOBRE NAKAMINE

**CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA E MAGNETORESISTÊNCIA DE MATERIAIS
NANOESTRUTURADOS**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Departamento de Ensino Geral da Faculdade de Tecnologia de São Paulo, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Tecnóloga em Materiais com ênfase em materiais metálicos, sob orientação do Prof. Dr. Cezar Soares Martins.

SÃO PAULO

2022

LUCIANA NOBRE NAKAMINE

**CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA E MAGNETORESISTÊNCIA DE
MATERIAIS NANOESTRUTURADOS**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Departamento de Ensino Geral da Faculdade de Tecnologia de São Paulo, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Tecnóloga em Materiais com ênfase em materiais metálicos, sob orientação do Prof. Dr. Cezar Soares Martins.

Aprovado em: ____/____/____

BANCA EXAMINADORA

Prof^o. Dr. Cezar Soares Martins – Orientador
FACULDADE DE TECNOLOGIA DE SÃO PAULO- FATEC-SP

Prof^o. Dr. Douglas Casagrande – 2º membro
FACULDADE DE TECNOLOGIA DE SÃO PAULO- FATEC-SP

Prof^a. Ma. Silvia Wapke Graf – 3º membro
FACULDADE DE TECNOLOGIA DE SÃO PAULO- FATEC-SP

Em honra à minha mãe, Sra. Maria das Graças, com muita gratidão.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, à minha querida mãe, Sra. Maria das Graças, por ter me dado à vida e que sacrificou viver o potencial dos seus sonhos para proporcionar uma vida melhor para seus filhos. Alguém que me fez entender o valor dos estudos como ferramenta de mudança social e uma virtude a nível pessoal.

Ao meu caríssimo orientador, Prof. Dr. Cezar Soares Martins, por me guiar pelo caminho das pedras com paciência e sabedoria. Pelo privilégio de ter realizado este trabalho sob sua mentoria. Por ter me aceitado e acolhido debaixo de sua asa, mesmo diante de todas as minhas imperfeições. Eu agradeço todo o tempo que dedicou a mim, com seus conhecimentos, experiência e prazerosa companhia. Seu voto de confiança foi a coisa mais importante que aconteceu na minha vida.

Ao L.D. José Helder Facundo, pela gentileza de me aceitar em suas aulas e me permitir aprender sobre softwares de design óptico e análise de sistemas de imagem. Ter conhecido você e sua ética de trabalho foi um enorme privilégio.

À minha estimada professora de cálculo, Profa. Ma. Silvia Wapke Graf, que sempre fazia questão de explicar os conceitos por trás das fórmulas e me fazia suspirar de alegria com as suas aulas. Alguém que entende a beleza da matemática e não tem medo de demonstrar. Uma inspiração como profissional e como ser humano. Agradeço por ter acreditado no meu potencial, pois significou muito pra mim e foi suficiente para não me fazer desistir do curso.

À minha melhor amiga, Janaina Maria Rosa, por carregar e distribuir luz e alegria por onde passa, e por ter visto o ser humano por trás da minha mera aparência física e social. Pela companhia e pela força dada nos meus dias mais escuros. Sua amizade é um bálsamo para a alma.

Aos professores da FATEC-SP, pelo conhecimento técnico e por todos os desafios e obstáculos que jogaram no meu caminho, para o bem do meu crescimento pessoal e profissional. Entendi que crescimento real só acontece no desconforto.

Ao Laboratório de Física da FATEC-SP pelo uso dos equipamentos e ao auxiliar docente Fernando Albuquerque pela colaboração com a ferramenta de análise dos pontos experimentais usados neste trabalho.

Aos ex-alunos de iniciação científica William Hideki, Gleicy de Lima Xavier e Jaqueline Andrade pela oportunidade de dar continuidade às suas pesquisas.

À minha colega de curso Jaqueline Andrade que me ajudou a iniciar este projeto e me deu sua amizade em meio aos problemas que enfrentávamos na época. Agradeço as palavras doces e gentis nos momentos difíceis.

À minha colega de curso Ana Carolina Reis, por ter sido companheira e diligente comigo quando estudávamos a madrugada inteira para as provas e exercícios de Física do Estado Sólido, determinadas para a aprovação! E pelas piadas e histórias engraçadas que contávamos por horas, uma para a outra, nos momentos de muita ansiedade.

Aos professores que ministram as matérias de Ensino Geral do curso de Materiais, que me proporcionaram excelente formação de base e me ensinaram muito mais do que eu poderia imaginar aprender neste curso.

Ao Prof. Dr. Norberto Helil Pasqua que encontrou comigo um ano antes de entrar na FATEC-SP como cliente e na segunda vez como professor. Agradeço por ter me ensinado a escrever relatórios e por ter acreditado no meu potencial mesmo quando eu errava.

Ao Prof. Dr. Marcos Domingos Xavier, por ter me introduzido ao mundo da metalurgia e suas terminologias mais importantes, por ter me proporcionado uma excelente base de conhecimento sobre as principais ligas metálicas e seus processos de transformação.

À FATEC-SP pela oportunidade de realização do curso de Tecnologia em Materiais.

Ao PIBIC–CNPq pelo apoio financeiro.

“Mares calmos não fazem bons marinheiros”

(Provérbio africano)

“O pensamento deve ser mais forte do que a matéria e a vontade, mais poderosa do que o sofrimento físico e moral.”

(Zenão de Cítio)

RESUMO

Desde a descoberta da Magnetoresistência Gigante (MRG), em 1988, por Baibich *et al.*[1] muitos estudos se concentraram nas análises dos fenômenos exibidos por sólidos granulares devido ao seu enorme potencial para aplicação em dispositivos eletroeletrônicos da atualidade. Tais estudos permitiram o desenvolvimento de modelos teóricos que descrevem o comportamento magnético e magnetoresistivo destes sistemas a partir dos seus dados estruturais. Este trabalho investiga a relação de dependência entre os parâmetros estruturais desses precipitados granulares (nanopartículas) com a sua magnetização assim como a dependência quadrática entre a magnetoresistência gigante e a magnetização desses sistemas através do modelo teórico desenvolvido por Knobel *et al.*[2]. A validade do modelo foi testada ajustando-se as curvas teóricas aos dados experimentais obtidos das amostras da liga $Cu_{80}Fe_5Ni_{15}$ preparadas por *melt spinning* e, posteriormente, submetidas ao tratamento térmico de recozimento em diferentes temperaturas.

Palavras-chave: Liga nanoestruturada. Curvas de Magnetização. Materiais Magnéticos. Magnetoresistência gigante.

ABSTRACT

Since the discovery of Giant Magnetoresistance (GMR) in 1988, by Baibich *et al.*[1] many studies have focused on the analysis of the phenomena exhibited by granular solids due to its enormous potential for application in electronic devices today. Such studies allowed the development of theoretical models that describe the magnetic and magnetoresistive behavior of these systems from their structural data. This work investigates the relationship between structural parameters of granular precipitates (nanoparticles) with their magnetization as well as the quadratic dependence between giant magnetoresistance and the macroscopic magnetization of such systems through the model developed by Knobel *et al.*[2]. The validity of the model was tested by fitting the theoretical curves to the experimental data obtained for $Cu_{80}Fe_5Ni_{15}$ prepared by melt spinning and subsequently subjected to annealing at different temperatures.

Keywords: Nanostructured alloys. Magnetization curves. Magnetic Materials. Giant Magnetoresistance.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 - Espectros de difusão das amostras da liga granular de CuFeNi (a) amostra sem tratamento; (b) amostra recozida a 673,15K (c) amostra recozida a 873,15K	14
Figura 2 - Curvas experimentais das amostras da liga granular CuFeNi	15
Figura 3 - Curvas de magnetização das amostras da liga granular CuFeNi a diferentes temperaturas de tratamento térmico (a) curvas medidas a T= 300K (c) curvas medidas a T=5K	16
Figura 4 - Curvas de magnetoresistência das amostras da liga granular CuFeNi	17
Figura 5 - Origens do campo magnético	21
Figura 6 - Ilustração da indução magnética dos materiais.....	22
Figura 7 - Representação esquemática das curvas de magnetização de Fe,Co e Ni.....	26
Figura 8 - Ilustração dos dois estados de equilíbrio para uma partícula com anisotropia uniaxial	28
Figura 9 - Curvas de Langevin em função de H.....	37
Figura 10 - Curva de Langevin em função de H e curva de magnetização em função de H/T (inserida).....	38
Figura 11 - Funções de distribuição Log-Normal	39
Figura 12 - Curvas de magnetização em função de H.....	40
Figura 13 - Curva de magnetização em função de H = 7T.....	41
Figura 14 - Relação linear entre a magnetização de saturação e o momento magnético	42
Figura 15 - Magnetização relativa em função do momento magnético	43
Figura 16 - Curvas de magnetização relativa em função de H.....	45
Figura 17 - Curvas de magnetoresistência em função do campo H	46
Figura 18 - Dados teóricos da magnetoresistência em função da magnetização relativa	47
Figura 19 - Curvas de magnetoresistência em função do campo magnético para várias temperaturas.....	48
Figura 20 - Dados experimentais da magnetoresistência em função do campo aplicado	49
Figura 21 - Magnetoresistência em função do campo magnético para amostra tratada termicamente	50
Figura 22 - Ajuste teórico aos dados experimentais da curva T = 773,15K	51
Figura 23 - Ajustes teóricos da magnetoresistência em função do campo aplicado	52

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	12
2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	18
2.1. SISTEMAS MAGNÉTICOS NANOESTRUTURADOS	18
2.2. MAGNETISMO E MATERIAIS MAGNÉTICOS.....	19
2.3. PROPRIEDADES MAGNÉTICAS: CONCEITOS FUNDAMENTAIS	20
2.4. DOMÍNIOS MAGNÉTICOS E A ENERGIA DE ANISOTROPIA	28
2.5. SUPERPARAMAGNETISMO.....	31
2.5.1. TEORIA CLÁSSICA DO PARAMAGNETISMO.....	31
2.5.2. MAGNETIZAÇÃO DE UM SISTEMA DE NANOPARTÍCULAS	33
2.6. MAGNETORESISTÊNCIA GIGANTE.....	34
3. METODOLOGIA	36
4. RESULTADOS E DISCUSSÕES	37
5. CONCLUSÃO	53
6. REFERÊNCIAS	54

APÊNDICES

APÊNDICE A: CARACTERIZAÇÃO ESTRUTURAL E MAGNÉTICA DE LIGAS GRANULARES

APÊNDICE B: CERTIFICADO 22 SIMPÓSIO DE INICIAÇÃO CIENTÍFICA E TECNOLÓGICA DA FATEC-SP

APÊNDICE C: ALGORITMOS MATHEMATICA®

ALGORITMO I: CÁLCULO DA MAGNETIZAÇÃO RELATIVA

ALGORITMO II: CÁLCULO DA MAGNETORESISTÊNCIA NORMALIZADA

1. INTRODUÇÃO

O estudo das propriedades magnéticas de materiais nanoestruturados se intensificou de maneira notável nos últimos anos. O aperfeiçoamento no controle de processos de produção e caracterização destes materiais tornou possível o acesso à informações de um mundo até então desconhecido e sem precedentes na história. Sua importância se dá pelo fato de suas propriedades magnéticas serem potencializadas quando reduzidas ao tamanho nanométrico. Esta é uma dimensão comparável com os tamanhos de ligação de átomos e moléculas da matéria e, por este motivo, exibem fenômenos físicos especiais com enorme potencial em aplicações tecnológicas na indústria de gravação magnética de alta densidade [3], no diagnóstico e tratamento de células tumorais cancerosas sem prejudicar as células saudáveis do organismo[4] e, até mesmo numa eletrônica baseada no *spin* do elétron, a *spintrônica*[5].

Em janeiro deste ano, a equipe de pesquisa da empresa Samsung Electronics, Co. Ltd.® publicou um artigo na revista *Nature*[6] anunciando os testes feitos com o primeiro computador baseado em memórias de acesso aleatório magnetoresistivas do mundo (*M-RAM*). Essas memórias são conhecidas por serem não voláteis, ou seja, não precisam de corrente elétrica para armazenar os dados. A arquitetura de um computador baseado somente em *M-RAMs* é a de redes neurais artificiais (RNA). Diferente da arquitetura de Von Neumann, esse modelo se inspira na estrutura neural de organismos inteligentes e é considerada paralela ao cérebro humano, pois também aprende reconhecendo padrões assim como adquire conhecimento através da experiência. Acredita-se que essa arquitetura computacional será a base para futuras gerações de circuitos integrados (*chips*) de inteligência artificial (IA). [7]

As possibilidades de aplicação tecnológicas de sistemas magnéticos nanoestruturados é gigantesca e impressionante, mas não foi sempre assim. Na verdade, a primeira vez que se ouviu falar em produção e manipulação de materiais a nível atômico e molecular, foi em 1959, em uma palestra defendida pelo físico estadunidense Richard P. Feynman (1918-1988), no encontro anual da American Physical Society, nos Estados Unidos. Nela, ele defendeu uma visão tecnológica e futurista de miniaturização extrema e provocou a comunidade científica com a clássica frase: *There's plenty of room at the bottom*, referindo-se à possibilidade de condensar os 24 volumes da Enciclopédia Britânica na cabeça de um alfinete.[8,9]

Embora algumas versões desta palestra tenham sido re-impresas em algumas revistas populares da época, o evento passou despercebido até a década de 80. Quando a nanociência e a nanotecnologia estabeleciam os seus primeiros alicerces. Um deles, e talvez o mais

revolucionário, foi a descoberta do fenômeno da Magnetoresistência Gigante (MRG), em 1988, no sistema multicamadas de Fe/Cr.

Tão revolucionário que a descoberta rendeu o prêmio Nobel de Física de 2007, simultaneamente, à equipe do Prof. Albert Fert, da Universidade de Paris Sud Orsay e a do Prof. Peter Grünberg, do centro de pesquisa Jülich, na Alemanha. Vale ressaltar que um dos integrantes da equipe do Prof. Fert foi um brasileiro chamado Mário Norberto Baibich que hoje atua como professor adjunto na Universidade Federal do Rio Grande do Sul – UFRGS.

A magnetoresistência gigante tem sido explicada em termos de um espalhamento dependente do spin dos elétrons. Ela consiste numa grande redução da resistência elétrica quando um campo magnético é aplicado e está associada com a reorientação dos vetores momentos magnéticos dos átomos. Após muitos estudos e observações da MRG nos sistemas multicamadas nos anos posteriores à sua descoberta, Berkowitz et al. [10] e Xiao et al. [11] descobriram simultaneamente a MRG em filmes finos granulares contendo grãos nanométricos de cobalto imersos em uma matriz de cobre. Desde então, muitos estudos se concentraram nos fenômenos de magnetoresistência que aparecem em sólidos granulares. Estes estudos tornaram possível desenvolver modelos que descrevem o comportamento magnético e magnetoresistivo destes sistemas a partir dos dados obtidos das curvas de magnetização e de magnetoresistência, como será visto mais adiante neste trabalho.

Para construir tais curvas, são realizadas medida de magnetização de amostras de ligas metálicas em função do campo magnético e/ou da temperatura. Realizando uma análise sistemática dessas medidas $M(H,T)$, pode-se obter várias informações importantes a respeito do sistema. Pode-se obter, por exemplo, o estado magnético do sistema abaixo de uma temperatura crítica, o momento magnético médio das nanopartículas (grãos), os tamanhos desses grãos e a sua distribuição de tamanhos.

O efeito da MRG nestes sistemas é altamente dependente da microestrutura das nanopartículas (grãos), das impurezas da matriz metálica, da distribuição dos grãos ao longo da matriz e de seus tamanhos médios. Todas essas características, tanto do grão quanto da matriz que o abriga, possuem uma grande relação com a metodologia empregada na preparação destes filmes e nos tratamentos térmicos posteriores à essa preparação que podem alterar significativamente os resultados do estudo.

Abaixo são apresentadas as imagens do estudo realizado por Cazottes *et al.*[12] do sistema granular $Cu_{80}Fe_5Ni_{15}$, obtidas pela técnica de espalhamento de nêutrons em baixo ângulo. A figura 1(a) apresenta o espectro da amostra que após preparação não sofreu tratamento térmico. A figura 1(b) apresenta o espectro da amostra que passou por tratamento térmico de recozimento a uma temperatura de 673,15K(400°C). A figura 1(c) apresenta o da amostra que passou por tratamento térmico de recozimento a uma temperatura de 873,15K(600°C). Todas as amostras foram submetidas a um campo externo de 1T(tesla).

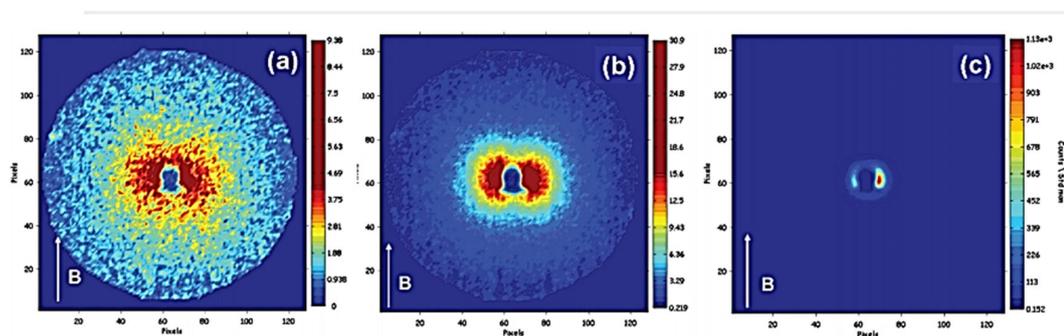


Figura 1 - Espectros de difusão das amostras da liga granular de CuFeNi (a) amostra sem tratamento; (b) amostra recozida a 673,15K (c) amostra recozida a 873,15K

A figura 2 apresenta a curva experimental levantada para as três amostras estudadas. A partir desta curva, Cazottes *et al.* pode obter o diâmetro médio dos grãos a partir do valor de intensidade do pico da forma: $d = 2 \times [\sqrt{5}/\text{máx}(IQ^2)]$, onde $\text{máx}(IQ^2)$ corresponde ao valor máximo de Q . Foram obtidos os diâmetros de 5,5 nm e 16,71 nm para as amostras recozidas a $T_{an} = 400^\circ\text{C}$ e $T_{an} = 600^\circ\text{C}$, respectivamente.

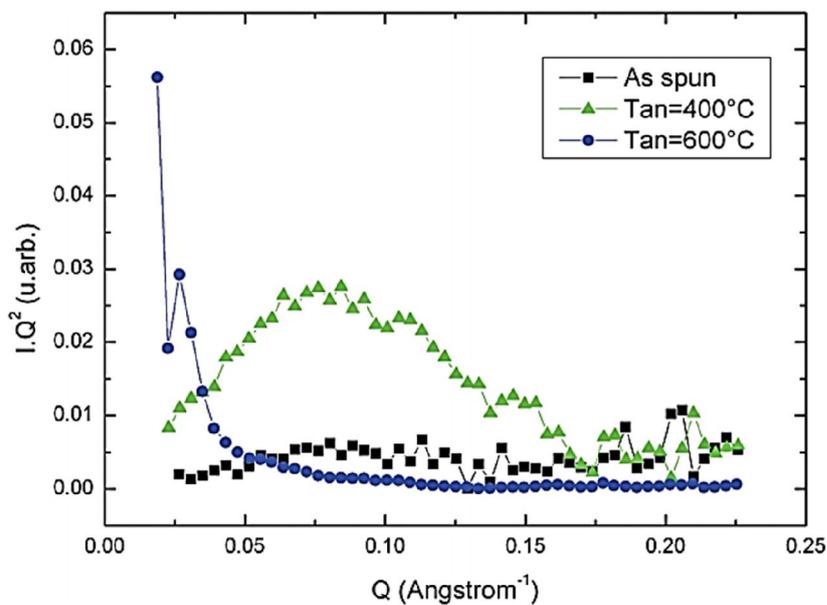


Figura 2 - Curvas experimentais das amostras da liga granular CuFeNi

A figura 3(a) apresenta as curvas de magnetização para a mesma composição ($Cu_{80}Fe_5Ni_{15}$) e temperatura de medida de 300K. Já a figura 3(b), apresenta as curvas de magnetização medidas à uma temperatura de 5K. Observe como a temperatura de tratamento térmico é capaz de influenciar na magnetização das amostras estudadas.

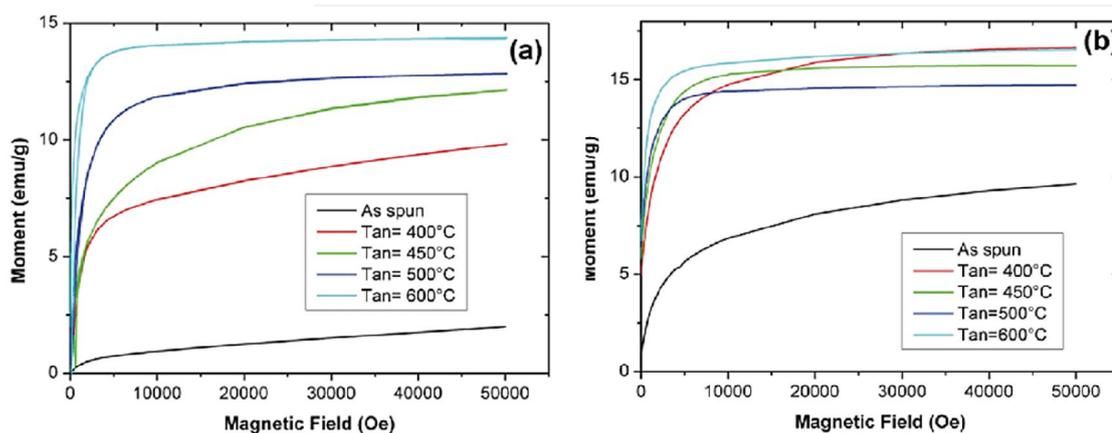


Figura 3 - Curvas de magnetização das amostras da liga granular CuFeNi a diferentes temperaturas de tratamento térmico (a) curvas medidas a $T = 300K$ (c) curvas medidas a $T = 5K$

A figura 4 apresenta os dados experimentais da magnetorresistência medida em todas as amostras do sistema granular $Cu_{80}Fe_5Ni_{15}$ em função do campo aplicado. O maior valor de magnetorresistência obtido foi de 15% à um campo de 50kOe. Observe como o tratamento térmico também influencia nos valores da magnetorresistência.

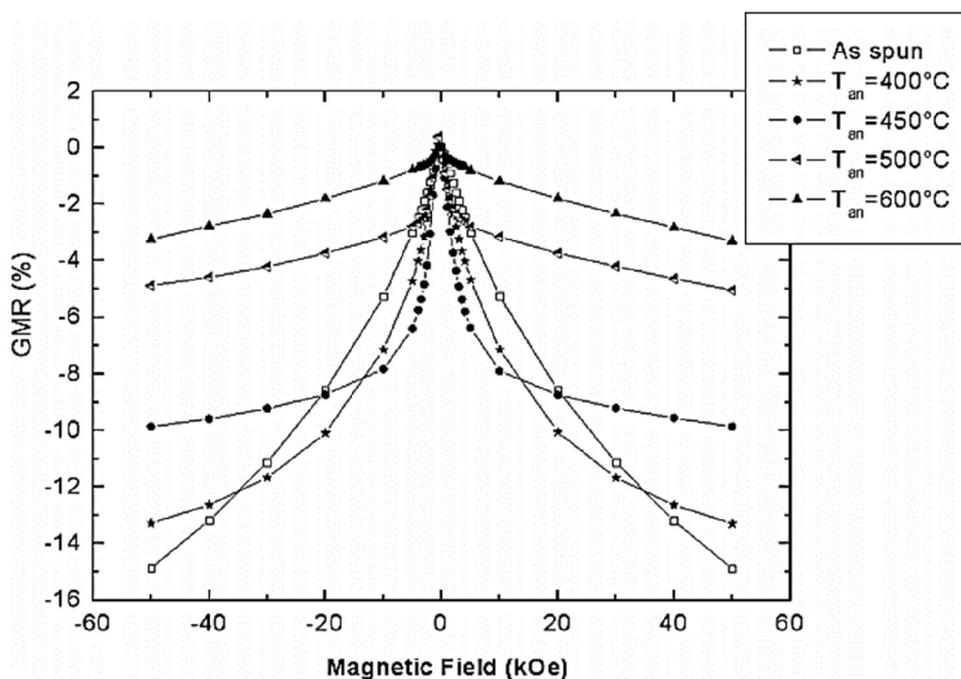


Figura 4 - Curvas de magnetorresistência das amostras da liga granular CuFeNi

2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1. SISTEMAS MAGNÉTICOS NANOESTRUTURADOS

Materiais nanoestruturados são todos aqueles cujas estruturas apresentam, em pelo menos uma dimensão, o tamanho em escala nanométrica que varia entre 1 e 100nm. O prefixo *nano* refere-se à escala de medida cuja grandeza é o nanômetro que corresponde a bilionésima parte do metro ($1/10^9$)m. Do ponto de vista científico, um sistema em escala nanométrica possui dimensões comparáveis com parâmetros físicos importantes como, por exemplo, o comprimento de onda de De Broglie e o livre caminho médio em metais.

Os materiais nanoestruturados de interesse em aplicações tecnológicas são os sistemas granulares constituídos de nanopartículas ou aglomerados de nanopartículas de configuração ferromagnética, imersas em um meio que pode ser isolante ou metálico; sólido ou líquido. Quando imersas em meio sólido, tais sistemas se denominam sólidos granulares, quando em meio líquido, ferrofluidos.

Um sólido granular refere-se aos precipitados formados durante a solidificação da fase líquida de uma liga ferromagnética sob um substrato metálico não magnético. Este precipitado, por sua vez, corresponde a uma célula cristalina unitária cuja ordem atômica se estende sem interrupções por toda a sua extensão. Sob algumas circunstâncias, tais grãos podem ter formas geométricas regulares.

Os sistemas magnéticos granulares são produzidos artificialmente de forma a induzir a formação desses precipitados. Alguns exemplos desses processos são: a solidificação rápida da fase sólida (o termo em inglês é *melt spinning*), reações químicas de co-precipitação,, deposição física de vapor (o termo em inglês é *sputtering*), eletrodeposição química e etc[13,14].

Além dos processamentos citados, a nanoestrutura final dos sólidos granulares pode ainda ser modificada através de tratamentos térmicos específicos. Como no caso do recozimento de amostras produzidas por *melt spinning* do sistema granular CuFeNi [15] cujos dados experimentais foram utilizados neste trabalho.

2.2. MAGNETISMO E MATERIAIS MAGNÉTICOS

O magnetismo já é conhecido pela humanidade há milhares de anos. As primeiras observações dos fenômenos magnéticos datam do século VI. A.C., na cidade de Magnésia (atual Manisa, na Turquia), com o mineral magnetita (Fe_3O_4) que possuía a estranha propriedade de atrair objetos de ferro. A magnetita é o primeiro material magnético conhecido da história. Seguido do âmbar, um tipo de resina vegetal capaz de atrair objetos quando atritado contra pele de animal.

Mais tarde, porém, em uma data desconhecida, descobriu-se que os ímãs naturais (como a magnetita) eram capazes de conferir a outros materiais suas propriedades, em especial os metais. Este processo é denominado imantação (ou magnetização) e é o fenômeno por trás do funcionamento das bússolas de navegação inventada pelos chineses no século I d.C. [16]

Além da bússola, algumas propriedades comuns dos ímãs já eram bem conhecidas:

- i. Os ímãs possuem duas regiões opostas localizadas em suas extremidades denominadas pólos.
- ii. Os ímãs só exercem força sobre outros materiais se colocados próximos a região de seus pólos.
- iii. Este pólos sempre ocorrem em pares.

Alguns séculos mais tarde, mais precisamente em 1820, o físico e químico dinamarquês Hans Christian Ørsted (1777-1851) verificou que aproximar uma bússola de um fio condutor de corrente elétrica fazia com que a agulha sofresse um desvio. Historicamente, a partir deste experimento, Ørsted estabeleceu que as propriedades elétricas e magnéticas da matéria estavam relacionadas, dando origem ao Eletromagnetismo.

As contribuições de Gauss (1777-1855) para o Magnetismo possibilitaram a Maxwell (1831-1879) descrever matematicamente as observações de Faraday, unificando os fenômenos elétricos e magnéticos através de suas famosas equações. [17]

2.3. PROPRIEDADES MAGNÉTICAS: CONCEITOS FUNDAMENTAIS

Desde a descoberta da natureza eletromagnética da matéria vários comportamentos observáveis dos materiais têm sido explicados em termos da estrutura eletrônica de seus átomos constituintes. E associados à estes elétrons, está uma grandeza fundamental ao Magnetismo dos materiais: o *momento magnético*. As propriedades magnéticas macroscópicas dos materiais são determinadas pela origem desses momentos magnéticos atômicos e pela natureza de interação entre eles. [18,19]

MOMENTOS MAGNÉTICOS ATÔMICOS

Segundo o modelo atômico de Bohr, um átomo de um elemento é constituído, de maneira simplificada, por um núcleo de carga positiva que é orbitado por uma partícula de carga negativa; o elétron. Este elétron, por sua vez, realiza dois tipos de movimentos: orbital (ao redor do núcleo e rotacional (giro em torno do próprio eixo). Esses movimentos provocam dois momentos: o *momento magnético orbital* (ou de translação) e o *momento magnético intrínseco* (ou *spin*); relacionado à rotação. A direção do vetor momento orbital é normal (perpendicular) ao plano da órbita e a do spin é paralela ao eixo de rotação. Possuindo orientações com sentido para cima ou para baixo, referidos como *spin up* (\uparrow) e *spin down* (\downarrow), respectivamente.

O movimento orbital dos elétrons é análogo ao movimento de uma carga elétrica que se move num circuito circular, de resistência desprezível. Este movimento dá origem à uma corrente elétrica em torno deste núcleo e torna possível calcular a magnitude do seu momento magnético associado.

O MAGNÉTON-BOHR (μ_B)

O spin é uma grandeza fundamental e intrínseca do elétron de um átomo. Sua existência foi comprovada experimentalmente pelos físicos Stern e Gerlach, em 1922, para o átomo de prata cujo momento angular $\vec{L} = 0$ [20]. Seu valor corresponde à unidade fundamental do Magnetismo. Vale $9,27 \times 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ no S.I. e $0,927 \times 10^{-20} \text{ erg/Oe}$ no C.G.S

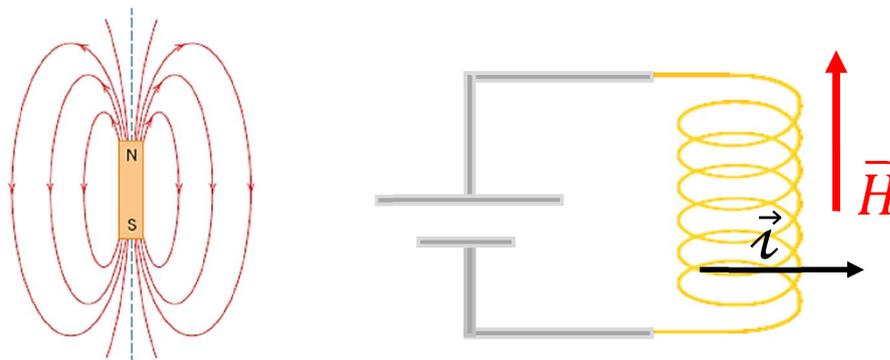
CAMPO MAGNÉTICO (\vec{H})

Figura 5 - Origens do campo magnético

O campo magnético corresponde à região onde atuam as forças magnéticas e, por este motivo, é comum ser representado por linhas de força. É uma grandeza vetorial designada pela letra H cujas unidades podem ser o ampère-espira por metro ou apenas ampère por metro (A/m). Gera-se um campo magnético a partir de duas fontes: uma é através dos pólos de um ímã permanente (natural ou artificial) e a outra por uma corrente elétrica aplicada perpendicularmente a direção desse campo. Quando o campo é aplicado externamente a um material, sua magnitude é calculada conforme a configuração usada para gerar a corrente elétrica. Por exemplo, se o campo é gerado por um bobina cilíndrica (solenóide, ver figura direita), formada por N espiras, de comprimento ℓ e percorrido por uma corrente de intensidade i , então sua magnitude é calculada como:

$$H = \frac{Ni}{\ell} \quad (1)$$

INDUÇÃO MAGNÉTICA (\vec{B})

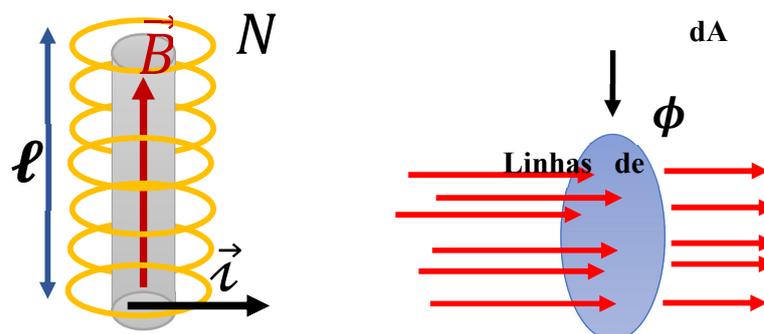


Figura 6 - Ilustração da indução magnética dos materiais

A indução magnética, indicada por \vec{B} representa a magnitude do campo magnético induzido que é gerado no interior de um material (ou substância) sujeita a um campo magnético H externo. O fluxo magnético (ϕ) representa o conjunto das linhas de força do campo H que atingem um material em um dado elemento de área dA , ou seja, $B = \phi/A$. O cálculo da densidade de fluxo magnético em um dado elemento de área dA , é dado por:

$$d\Phi_B = \vec{B} \cdot \vec{dA} \rightarrow B \cdot dA \cdot \cos \phi \quad (2)$$

\vec{B} é perpendicular ao elemento de superfície e ϕ é o ângulo entre \vec{B} e o elemento de área dA . O fluxo magnético total através de superfície, por sua vez, é calculado integrando a equação acima. As dimensões de B são o tesla e o weber por metro quadrado. Onde $1T = 1 \text{ Wb}/m^2$. 1 weber corresponde à 1×10^8 linhas de força do campo magnético H . [21,22]

PERMEABILIDADE (μ)

A permeabilidade vem da relação que existe entre o campo induzido e o campo externo aplicado, em módulo:

$$|\vec{B}| = \mu \cdot |\vec{H}| \quad (3)$$

Onde μ é uma propriedade específica do meio através do qual o campo H passa e B é medido. Possui dimensões henry por metro (H/m) ou weber por ampère-metro ($Wb/A \cdot m$). O valor da permeabilidade magnética de um material no vácuo vale: $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} H/m$ ou 1 e.m.u. no sistema CGS e $\mu_0 \approx 1,26 \times 10^{-6} H/m$ no sistema S.I. Outros parâmetros também podem ser utilizados para caracterizar as propriedades magnéticas dos materiais, o mais comum é a permeabilidade relativa que consiste na razão entre a

permeabilidade de um material e a permeabilidade no espaço livre (ou do vácuo, pois os valores são próximos). É dada por:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (4)$$

A permeabilidade relativa é uma medida da facilidade de se induzir um campo B na presença de um campo H. Em outras palavras, é uma medida da facilidade com que as linhas do campo H podem atravessar um dado material. É análogo ao conceito de resistividade elétrica, no qual o material pode oferecer maior ou menor resistência à passagem de corrente elétrica.

MAGNETIZAÇÃO(\vec{M})

A magnetização é uma grandeza macroscópica vetorial. Corresponde à resultante da soma dos momentos magnéticos presentes em uma dada fração de volume e é dada pela equação:

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i^N (\vec{\mu}_{at})_i \quad (5)$$

Onde N é o número de átomos presentes numa dada fração de volume, V o volume da amostra em estudo e μ_{at} o momento magnético de cada átomo.

Na presença de um campo H, os vetores dos momentos magnéticos dos átomos tendem a se alinhar com a direção do campo e o “reforçam” de forma que o campo induzido se torna:

$$B = \mu_0 H + \mu_0 M \quad (6)$$

$\mu_0 M$ representa uma medida desta contribuição.

SUSCEPTIBILIDADE(χ)

As propriedades magnéticas dos materiais não são caracterizadas apenas pela sua permeabilidade e magnetização, mas pela forma como essa magnetização é proporcional ao campo aplicado. A susceptibilidade representa a medida dessa proporcionalidade:

$$M = \chi_m H \quad (7)$$

Onde χ_m representa a susceptibilidade do material por unidade de massa, é expressa em *emu/g* no sistema CGS.

A permeabilidade relativa e a susceptibilidade estão relacionadas da forma:

$$\chi = \mu_r - 1 \quad (8)$$

TIPOS DE MAGNETISMO

Já vimos em páginas anteriores que a origem do Magnetismo pode ser explicada em termos dos momentos magnéticos associados aos elétrons dos átomos. Sabe-se que cada átomo possui vários elétrons e cada um deles realiza dois tipos de movimentos (orbital e spin). Supondo que o momento magnético de cada átomo do material possa ser representado por um vetor clássico e que o momento magnético atômico represente a resultante da soma dos momentos magnéticos (orbital + spin) de cada um dos elétrons que compõe sua estrutura, surgem duas possibilidades:

- i. O vetor momento magnético de todos os elétrons estão orientados de tal forma que eles se cancelam entre si, resultando num momento magnético atômico nulo. Esta condição resulta no **diamagnetismo**.
- ii. O cancelamento dos vetores de todos os elétrons em um átomo é apenas parcial, resultando num momento magnético atômico não nulo. Tal condição resulta nos fenômenos de **paramagnetismo e ferromagnetismo**.

Calcular a soma vetorial dos momentos magnéticos de todos os elétrons em qualquer átomo é um problema bastante complexo e é somente tratado em livros de Física atômica. No entanto, este problema não é particularmente relevante aqui porque o resultado se aplica somente ao átomo livre, como nos átomos de um gás monoatômico. Dessa forma, não é possível saber o momento magnético total dos átomos nos sólidos. Este valor só pode ser obtido experimentalmente. [23]

DIAMAGNETISMO

O diamagnetismo está presente em todos os materiais e é considerada uma forma muito fraca de magnetismo e, por este motivo, não tem importância prática. Ele é caracterizado por uma susceptibilidade pequena e negativa ($\chi < 0$), da ordem de 10^{-5} no S.I. Acredita-se que ele é o resultado de uma mudança no movimento orbital dos elétrons causada pela aplicação de um campo externo H. O sentido do vetor do campo induzido B se opõe ao do campo H. O campo induzido só persiste enquanto H for aplicado; na ausência do campo, o momento magnético total é nulo. Os materiais que exibem essa forma de magnetismo possuem uma estrutura eletrônica “fechada”, ou seja, a orientação dos vetores dos momentos magnéticos dos átomos

se cancelam, resultando numa magnetização total nula. Exemplos desses materiais são os gases nobres (He, Ar, Ne, Xe, Kr), os gases diatômicos ($H_2, N_2, O_2...$), cobre, chumbo, bismuto, prata e etc.

PARAMAGNETISMO

Materiais que exibem o paramagnetismo são caracterizados por uma susceptibilidade magnética pequena e positiva ($\chi > 0$). Na ausência de um campo, a magnetização é nula assim como nos materiais diamagnéticos, porém, quando um campo externo é aplicado, os vetores dos momentos tendem a se alinhar em sua direção, pois esta configuração é a mais energeticamente favorável (o mínimo de energia é atingido quando \vec{M} ou \vec{B} e \vec{H} estão alinhados). A agitação térmica, porém, tende a desalinhar essa configuração e favorecer a aleatoriedade dos sentidos desses vetores. Dessa forma, o alinhamento desses vetores com o campo é apenas parcial. Para sistemas no estado (PM) paramagnético, o aumento da temperatura é inversamente proporcional a sua susceptibilidade. Quanto maior a temperatura, mais difícil sua magnetização. Alguns exemplos de materiais paramagnéticos são o alumínio, bário, cálcio, oxigênio, sódio e etc.

FERROMAGNETISMO

Materiais ferromagnéticos possuem susceptibilidade positiva e alta, da ordem de ($0 < \chi < 10^6$). Eles são caracterizados por uma resultante não nula da soma vetorial de seus momentos atômicos ($\vec{\mu}_{total} \neq 0$), mesmo na ausência de um campo externo H. Essa resultante não nula é denominada magnetização espontânea e está presente nestes materiais até uma certa temperatura crítica, chamada de **temperatura de Curie** (T_c). Acima desta temperatura, esta magnetização espontânea desaparece.

Segundo (Callister, 2012), essa magnetização espontânea na ausência de campo é uma consequência da estrutura eletrônica destes materiais. O que ocorre é que os momentos magnéticos devido aos *spins* dos elétrons não são cancelados. Existe também uma contribuição do momento magnético orbital, mas esta é muito pequena em comparação com a dos *spins*. Metais de transição se enquadram nesta categoria, pois possuem uma subcamada 3d incompleta que justifica um momento magnético permanente. Alguns exemplos desses materiais são o ferro, o cobalto, *permalloys* (família de ligas de níquel), e algumas terras-raras, como o gadolínio (Gd).

Na ausência de campo, ocorre um alinhamento mútuo dos vetores dos momentos magnéticos devidos aos *spins* de subcamadas incompletas ao longo de regiões denominadas *domínios*. Estas

são regiões relativamente grandes e possuem os vetores dos momentos alinhados em uma mesma direção, e por este motivo, podem ser representadas por um único vetor.

Quando um campo é aplicado, pode ocorrer um completo alinhamento das orientações dos vetores com a direção desse campo. Quando isso ocorre têm-se uma *magnetização de saturação* do material. A saturação é definida pelo produto entre o momento magnético resultante de cada átomo e o número de átomos presentes na amostra. Para o ferro e o níquel os momentos magnéticos resultantes por átomo são $2,22\mu_B$ e $0,60\mu_B$, respectivamente.

A magnetização de saturação é máxima à temperatura de 0K. Esta temperatura, representa, em teoria, vibrações térmicas mínimas. Com o aumento da temperatura, a magnetização de saturação diminui gradualmente até cair abruptamente para zero. A temperatura no qual isto acontece é conhecida por temperatura de Curie. E acima dessa temperatura, o material ferromagnético comporta-se como paramagnético, pois as forças mútuas de alinhamentos dos spins são completamente destruídas. O valor de T_c varia de material para material, para o ferro, cobalto e níquel puros, os valores são 768°C , 1120°C e 335°C , respectivamente. As curvas de magnetização para estes mesmos elementos são apresentadas abaixo:

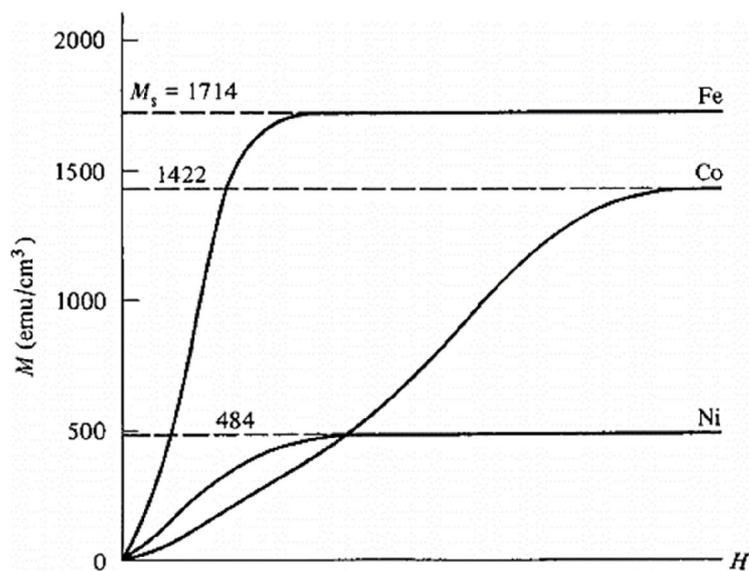


Figura 7- Representação esquemática das curvas de magnetização de Fe, Co e Ni

É possível observar que estas curvas não são lineares. Os valores experimentais das saturações desses elementos são apresentadas sem o respectivo valor de H necessário para atingir a

saturação. Isto foi feito propositalmente para enfatizar que a forma de tais curvas desde $M = 0$ até $M = M_s$ e o respectivo valor de H necessário para atingir tal saturação, são altamente dependentes das estruturas das entidades magnéticas em estudo e podem variar de um sistema para outro. Porém, o valor da magnetização de saturação independe de alterações feitas na estrutura destes sistemas e, portanto, não se altera. Nos resultados e discussões deste trabalho são apresentadas figuras onde será possível visualizar a forma como certos parâmetros estruturais são capazes de alterar o formato destas curvas.[23,24]

2.4. DOMÍNIOS MAGNÉTICOS E A ENERGIA DE ANISOTROPIA

O comportamento magnético de materiais ferromagnéticos maciços (do inglês *bulk*) é determinado por uma distribuição de regiões de magnetização uniforme, chamadas de *domínios magnéticos*. Separadas por uma região de transição chamada parede de domínio.

A estrutura desses domínios é resultado da minimização da energia magnética interna livre total. Essa é resultante das energias de troca, magnetostática e de anisotropia. A energia magnetostática é “economizada” quebrando a magnetização contínua do material em domínios magnetizados.

Para os sólidos granulares, a estrutura de domínios não é favorecida sob o ponto de vista energético. Os precipitados magnéticos possuem diâmetros abaixo do diâmetro crítico e por isso o custo de energia necessário para formar uma parede de domínio é maior do que o custo para reduzir a energia magnetostática total do material. As nanopartículas sendo suficientemente pequenas tendem a formar estruturas *monodomínio*.

Em 1949, Louis Néel propôs que cada nanopartícula ao atingir um diâmetro crítico é formada por momentos magnéticos rigidamente alinhados em seu interior. Pequenas flutuações térmicas, porém, podem ser suficientes para superar a barreira de energia necessária para reverter a direção dos vetores momento magnético de um eixo de fácil magnetização à outro. Essa barreira de energia é proporcional ao volume V do precipitado e pela densidade de energia de anisotropia K . Esse processo de reversão corresponde à **anisotropia magnética**.

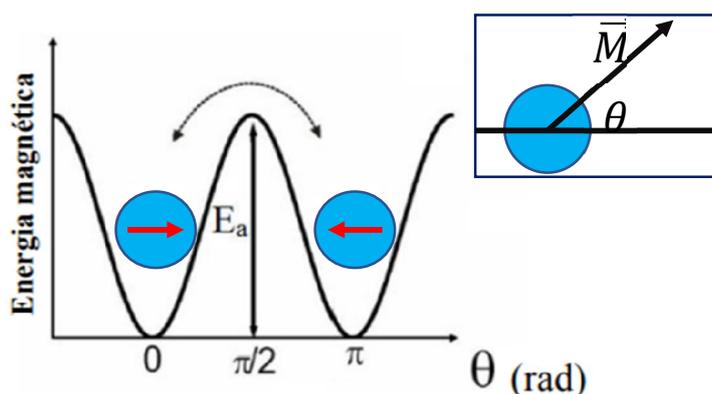


Figura 8 - Ilustração dos dois estados de equilíbrio para uma partícula com anisotropia uniaxial

A energia de anisotropia (KV) traduz a diferença da energia livre magnética quando a direção do vetor momento magnético do precipitado é alterada de uma direção mais energeticamente favorável para uma direção menos energeticamente favorável. O cálculo da energia anisotropia dos precipitados, supondo que não há aplicação de um campo magnético, é calculada como:

$$E = KV \text{sen}^2\theta \quad (9)$$

Onde θ é o ângulo formado entre o momento magnético e o eixo de anisotropia. K é a constante de anisotropia e V o volume do precipitado.

Quando há presença de um campo magnético, a equação se torna:

$$E = KV \text{sen}^2\theta - \mu H \cos(\alpha - \theta) \quad (10)$$

Onde μ é o momento magnético da partícula ($\mu = N\mu_{at}$) e α é o ângulo entre o eixo de fácil magnetização e o campo magnético aplicado H .

Dessa forma, a barreira de energia KV separa os dois estados de equilíbrio. Na ausência de H , o vetor momento magnético do precipitado pode estar em qualquer um dos estados de equilíbrio. A probabilidade do vetor passar de uma posição de equilíbrio para outra é proporcional a $\exp\left(-KV/k_B T\right)$. À temperaturas baixas, ou seja, quando $k_B T \ll KV$, a probabilidade de o vetor momento magnético passar de uma posição de equilíbrio para outra é quase nula, e diz-se que a partícula está bloqueada. No caso contrário, se a temperatura é alta, $k_B T \gg KV$, a probabilidade de passar de uma posição de equilíbrio para outra não é nula, portanto há flutuações na magnetização das partículas. O tempo médio que o vetor momento magnético leva para passar de uma posição à outra é conhecido como tempo de relaxação. [25]

TEMPO DE RELAXAÇÃO (τ)

O tempo de relaxação τ é determinado por um tentativa de saltos energéticos (da ordem de $10^{10} Hz$) calculado por:

$$\tau = \tau_0 + \exp\left(\frac{KV}{k_B T}\right) \quad (11)$$

τ_0 é um tempo de relaxação característico de cada sistema granular e pode ser determinado experimentalmente, varia normalmente entre 10^{-9} e 10^{-10} segundos.

Para medidas de magnetização empregadas usando um magnetômetro de amostra vibrante (em inglês *VSM*) ou um sensor de fluxo magnético do tipo SQUID (do inglês *Super Conducting Quantum Interference*) o tempo médio é de 100 segundos. Para medidas de Mössbauer o tempo médio é de 10^{-8} segundos.

TEMPERATURA DE BLOQUEIO (T_B)

Se o tempo de medida for menor que o tempo de relaxação do sistema ($\tau_m \gg \tau$), os precipitados são ditos bloqueados. A temperatura que divide esses dois regimes é conhecida como *temperatura de bloqueio*.

A temperatura de bloqueio está associada com uma barreira de energia (KV) aumentando seu valor quando o volume do precipitado aumenta. Dessa forma, é possível estimar o volume crítico que o precipitado precisa ter, à uma determinada temperatura T de forma que o tempo de medida seja igual ao tempo de relaxação do sistema. Tirando o logaritmo dos dois lados da equação do tempo de relaxação magnética e supondo um tempo médio de um magnetômetro comum (de 100 segundos), têm-se:

$$T_B \approx \frac{KV}{25k_B} \quad (12)$$

2.5. SUPERPARAMAGNETISMO

Vamos considerar as propriedades magnéticas de um conjunto de partículas monodomínio, não interagentes, com uma larga distribuição de tamanhos e com eixos de fácil magnetização distribuídos aleatoriamente que podem ser estudadas no que se conhece por superparamagnetismo. Este nome não é à toa, pois o tratamento estatístico destes sistemas segue a mesma formulação clássica do paramagnetismo, só que com momentos magnéticos muito maiores.

2.5.1. TEORIA CLÁSSICA DO PARAMAGNETISMO

A teoria de Langevin calcula a magnetização de um sistema no estado superparamagnético (SPM) em função do campo e da temperatura. Para a formulação matemática, no entanto, vamos considerar um sistema com n partículas monodomínio a uma dada temperatura fixa T . Cada precipitado do sistema possui um momento magnético μ cuja direção do vetor é determinada por uma anisotropia uniaxial e por um campo magnético externo de intensidade H . Uma vez que o sistema tenha atingido o equilíbrio térmico, aplica-se uma distribuição de Boltzmann dos momentos magnéticos μ em relação ao campo H . Cada precipitado possui uma certa energia potencial E_p devida ao campo cuja equação é dada por:

$$E_p = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} = -\mu H \cos \theta \quad (13)$$

O número dn de momentos dos precipitados que estejam entre os ângulos θ e $d\theta$ é proporcional a um dado elemento de área dA , multiplicado pelo fator de Boltzmann, da forma:

$$dn = K \cdot dA \cdot \exp \left[-\frac{E_p}{k_B T} \right] = 2\pi K \cdot \exp \left[-\frac{\mu H \cos \theta}{k_B T} \right] \cdot \sin \theta d\theta \quad (14)$$

Onde K é um fator de proporcionalidade, determinado pelo fato de que:

$$\int_0^\pi dn = n \quad (15)$$

Fazendo $\left(a = \frac{\mu H}{k_B T} \right)$, tem-se:

$$2\pi K \int_0^\pi \exp(a \cdot \cos \theta) \cdot \sin \theta d\theta = n \quad (16)$$

Multiplicando o número de momentos magnéticos dn pela contribuição $\mu \cdot \cos\theta$ de cada momento, e integrando sobre o número total de momentos, obtém-se a magnetização M :

$$M = \int_0^n \mu \cdot \cos\theta \, dn \quad (17)$$

Substituindo a equação 15 e 16 na equação 17, temos:

$$M = 2\pi K \mu \int_0^\pi \exp(a \cdot \cos\theta) \cdot \sin\theta \cos\theta \, d\theta \quad (18)$$

$$= \frac{n\mu \int_0^\pi \exp(a \cdot \cos\theta) \sin\theta \cos\theta \, d\theta}{\int_0^\pi \exp(a \cdot \cos\theta) \sin\theta \, d\theta} \quad (19)$$

Resolvendo, chegamos que:

$$M = n\mu (\coth a - 1/a) \quad (20)$$

Mas, $n\mu$ é o máximo possível momento que o material poderia ter, correspondente ao alinhamento perfeito de todos os momentos com o campo magnético. Essa magnetização corresponde à magnetização de saturação M_S :

$$M = M_S \cdot \left[\coth\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) - \frac{k_B T}{\mu H} \right] \quad (21)$$

Dividindo pela magnetização de saturação, encontramos a magnetização relativa dada por:

$$\frac{M}{M_S} = \coth\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) - \frac{k_B T}{\mu H} = \mathcal{L}\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) \quad (22)$$

Daí, resulta em:

$$\mathcal{L}\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) = \coth\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) - \frac{k_B T}{\mu H} \quad (23)$$

Onde \mathcal{L} é a função de Langevin.

2.5.2. MAGNETIZAÇÃO DE UM SISTEMA DE NANOPARTÍCULAS

O modelo desenvolvido por Knobel *et al.* estabelece que a distribuição de momentos de um sistema de nanopartículas obedece a uma função $f(\mu)$ de distribuição estatística do tipo Log-normal da forma:

$$f(\mu) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{1}{\mu\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{\ln^2(\mu/\mu_0)}{2\sigma^2}\right) \quad (24)$$

Onde N o número médio de nanopartículas por unidade de volume, μ é o valor do momento magnético de cada nanopartícula, μ_0 o valor mediano dos momentos magnéticos e σ a largura de distribuição dos momentos magnéticos, o desvio-padrão.

Para o cálculo do momento magnético médio de nanopartícula $\langle\mu\rangle$, usa-se a equação:

$$\langle\mu\rangle = \mu_0 \exp\left(\frac{\sigma^2}{2}\right) \quad (25)$$

A magnetização de tal sistema de nanopartículas superparamagnéticas quando sujeitas a um campo magnético de intensidade H e em equilíbrio térmico à temperatura T , é descrita por:

$$M(H, T) = \int_0^\infty \mu \cdot \mathcal{L}\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) \cdot f(\mu) d\mu \quad (26)$$

sendo $\mathcal{L}\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right)$ a função de Langevin dada pela equação 2.18.

O número de partículas por unidade de volume em que o momento está entre μ e $\mu + d\mu$ é dada por $f(\mu)d\mu$. A magnetização de saturação é dada por:

$$M_S(H, T) = \int_0^\infty \mu \cdot f(\mu) d\mu = N\langle\mu\rangle \quad (27)$$

Tendo o valor de μ_0 e σ é possível calcular o valor médio de μ e, sabendo o valor da magnetização do material, é possível calcular o diâmetro das nanopartículas como:

$$d = \sqrt[3]{\frac{6 \cdot \langle\mu\rangle}{M_S \pi}} \quad (28)$$

2.6. MAGNETORESISTÊNCIA GIGANTE

A magnetoresistência gigante foi observada pela primeira vez em sistemas multicamadas de Fe-Cr. As camadas de Fe estavam acopladas antiferromagneticamente e, ao aplicar um forte campo magnético ao material, a configuração passava a ser ferromagnética causando uma significativa variação na resistência do material. Várias tentativas de explicar esta resistência adicional foram empregadas, mas uma variação do modelo fenomenológico proposto em 1972 por Gittleman *et al.* [25] já é aplicada ao estudo de sistemas granulares e estabelece que a origem da MRG entre sistemas multicamadas e sistemas granulares é a mesma.

O modelo estabelece que o mecanismo básico que dá origem a MRG em sistemas granulares é o espalhamento dependente do spin dentro dos grãos magnéticos e o espalhamento entre os grãos magnéticos e a interface metálica. Ao se considerar um sistema de partículas superparamagnéticas não-interagentes entre si, o modelo pressupõe que:

- i. todos os grãos possuem o mesmo tamanho
- ii. a componente dependente do campo do espalhamento de elétrons é proporcional ao grau de correlação da média dos momentos magnéticos dos grãos adjacentes calculados sobre todas as configurações.

Supondo que a única correlação entre os momentos seja devida ao campo magnético aplicado e considerando a expressão para a magnetização relativa, chega-se à conclusão de que a magnetoresistência deve ser proporcional ao quadrado da magnetização da forma: $MR \propto -\left(M/M_s\right)^2$. Discordâncias entre dados experimentais e o modelo de Gittleman já foram observados em alguns estudos. Knobel *et al.* desenvolveram um modelo que introduz, explicitamente, uma distribuição log-normal de momentos magnéticos ao modelo de Zhang e Levy[26], e obtiveram a magnetoresistência na seguinte forma:

$$MR(H, T) = -\frac{A}{N^2} \left[\int_0^{\infty} (\mu + \alpha\mu^{2/3}) \cdot \mathcal{L}\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) \cdot f(\mu) d\mu \right]^2 \quad (29)$$

Onde A e α são coeficientes que independem do campo H.

A magnetorresistência de saturação é dada por:

$$MR_s(H, T) = -\frac{A}{N^2} \left[\int_0^{\infty} (\mu + \alpha \mu^{2/3}) \cdot f(\mu) d\mu \right]^2 \quad (30)$$

O mecanismo de espalhamento dos elétrons é contabilizado na equação por meio do fator $(\mu + \alpha \mu^{2/3})$ sendo α diretamente proporcional à razão de espalhamento na interface e volume do grão dado por:

$$\alpha = a_0 (35\pi)^{\frac{1}{3}} \frac{p_s \lambda_m}{p_b \lambda_s} \cdot M_s^{1/3} \quad (31)$$

Onde a_0 representa o parâmetro de rede dos grãos, p_s e p_b as razões dos potenciais dependentes e independentes do spin, na interface e no volume respectivamente, λ_s e λ_m os caminhos livres médios e M_s a magnetização de saturação.

3. METODOLOGIA

A primeira parte do projeto consistiu na revisão sistemática da literatura disponível a respeito das ligas nanoestruturadas e os principais fenômenos magnéticos relacionados com sistemas nanométricos.

Através do *software Mathematica*®, as curvas teóricas de magnetização puderam ser calculadas a partir do modelo desenvolvido por Knobel et al. para vários intervalos de interesse de momento magnético e temperatura. Os gráficos foram gerados usando o *software Origin*®. As curvas de distribuição dos momentos magnéticos foram obtidas utilizando a equação 24. Para os cálculos foi considerado um desvio padrão $\sigma = 0,5$. Os diâmetros das nanopartículas foram calculados assumindo que elas eram esferas perfeitas de precipitados usando as equações 25 e 28. Os resultados são apresentados na tabela 1. As curvas teóricas apresentadas nas figuras 15, 16, 17, 18 e 19 foram calculadas no *software Mathematica*® com utilização dos algoritmos I e II apresentados no apêndice deste trabalho.

Os dados experimentais de magnetoresistência da liga de composição $Cu_{80}Fe_5Ni_{15}$ apresentados na figura 20 foram obtidos a partir do *software WebplotDigitizer*©. Cada curva corresponde a uma amostra submetida ao tratamento de recozimento em uma das temperaturas: 400°C, 450°C e 500°C. Cada curva do gráfico 20 foi estudada e ajustada separadamente num procedimento passo-a-passo:

- 1 – Coletou-se os dados experimentais da curva $T_{an} = 500^\circ\text{C}$ (exemplo ilustrado na figura 21);
- 2 – Normalizou-se os dados da curva $T_{an} = 500^\circ\text{C}$ pelo seu valor de saturação através da equação exponencial geral: $y = A_1e^{-H/t_1} + A_2e^{-H/t_2} + y_0$. Fazendo $H \rightarrow \infty$, encontra-se o valor da saturação e normaliza-se os pontos por este valor ;
- 3 – Os pontos experimentais normalizados foram plotados no *Mathematica*® junto dos pontos teóricos obtidos usando o algoritmo II;
- 4 – Ajustou-se os parâmetros de momento magnético mediano (μ_0) e desvio-padrão(σ) de forma que se aproximassem dos pontos experimentais (exemplo ilustrado na figura 22);
- 5 – Repetiu-se o processo para a curva seguinte até que todas fossem ajustadas (ilustrado na figura 23)
- 6 – Os parâmetros obtidos a partir dos ajustes são utilizados nas equações 25 e 28, para obter o momento magnético médio dos precipitados e seus diâmetros médios, respectivamente (o resultado é apresentado na tabela 2);

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

CURVAS TEÓRICAS

A figura 9 apresenta o gráfico das curvas de magnetização que foram obtidas usando a equação 23 e plotadas em função da intensidade do campo magnético aplicado. O momento magnético foi variado de $500\mu_B$ até $1000\mu_B$, observe que a magnetização aumenta à medida que aumentam os valores dos momentos magnéticos.

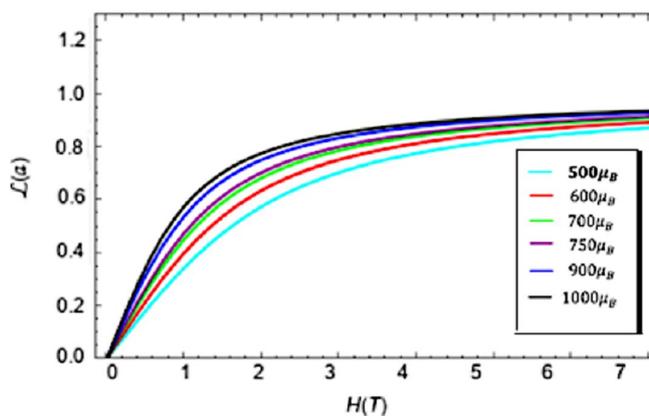


Figura 9 - Curvas de Langevin em função de H

A figura 10 apresenta o gráfico das curvas de magnetização cujos pontos foram obtidos a partir da equação 23 e plotados em função do campo magnético para um sistema cujo momento magnético vale $900 \mu_B$. Já a figura menor inserida mostra o comportamento das mesmas curvas de magnetização plotadas em função de H/T com temperatura variando de 5K a 300K. Observe que as curvas se superpõem.

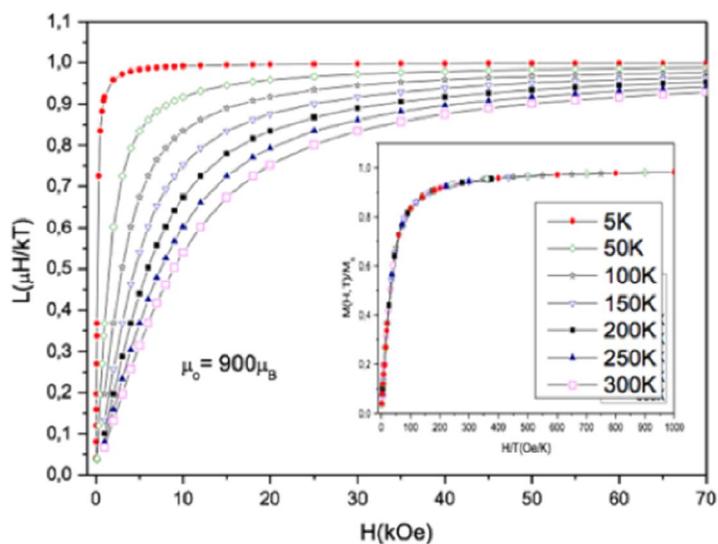


Figura 10 - Curva de Langevin em função de H e curva de magnetização em função de H/T (inserida)

A figura 11 mostra o comportamento das curvas de distribuição log-normal que foram obtidas usando a equação 24. A função de distribuição está normalizada pelo seu valor máximo e os valores no eixo do x foram normalizados pelo magnéton-bohr (μ_B). Observe que para $500 \mu_B$ a largura da função de distribuição é estreita e o pico é próximo de 1. A medida que o momento magnético aumenta o pico reduz e a largura aumenta atingindo um valor de aproximadamente 0,5.

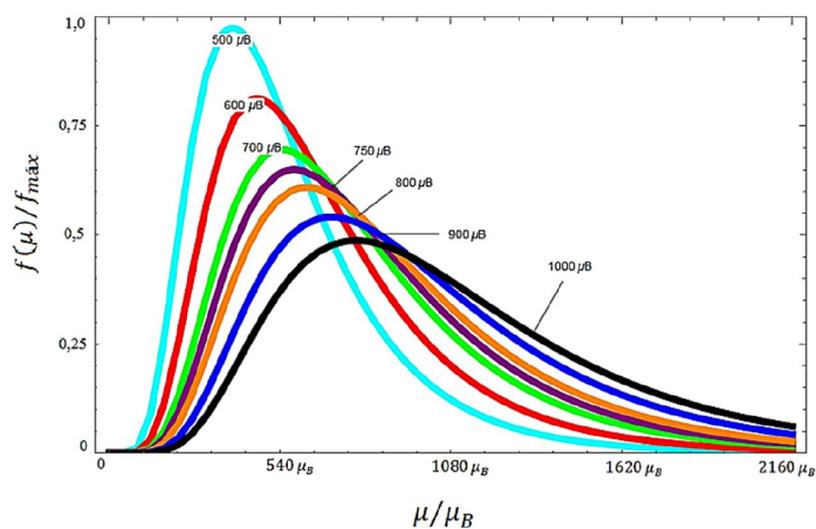


Figura 11 - Funções de distribuição Log-Normal

A figura 12 apresenta o gráfico das curvas de magnetização em função do campo magnético. Os pontos do gráfico foram obtidos a partir da equação 26 e com auxílio do algoritmo criado no *software* Mathematica®. Os pontos correspondem ao resultado da integração numérica para diferentes valores de momento magnético mediano. Os valores do campo magnético foram variados no intervalo entre 0.01 e 7T(Tesla) e os de momento magnético mediano, no intervalo entre 500 e 1000 μ_B .

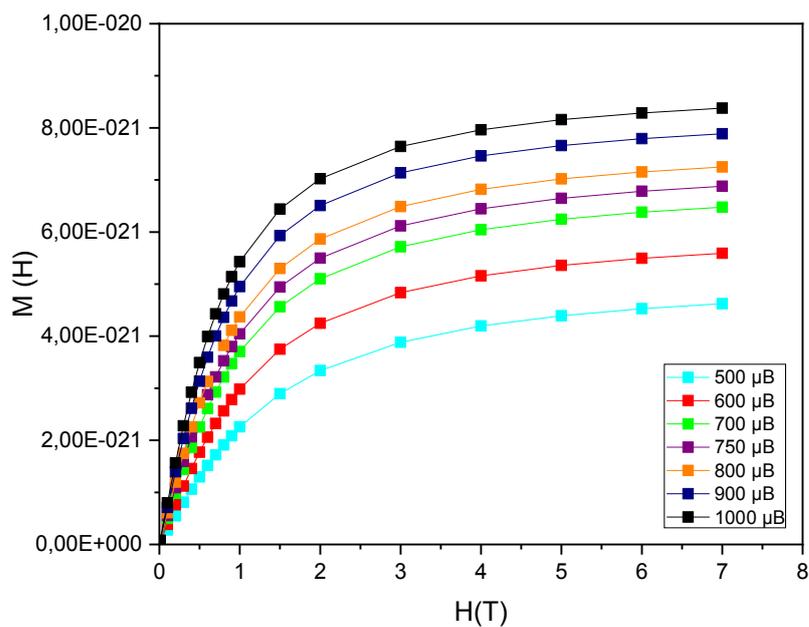


Figura 12 - Curvas de magnetização em função de H

A figura 13 apresenta o gráfico da magnetização em função do momento magnético mediano. Os pontos foram obtidos a partir dos dados da figura 12 e mantendo o campo magnético fixo em 7T.

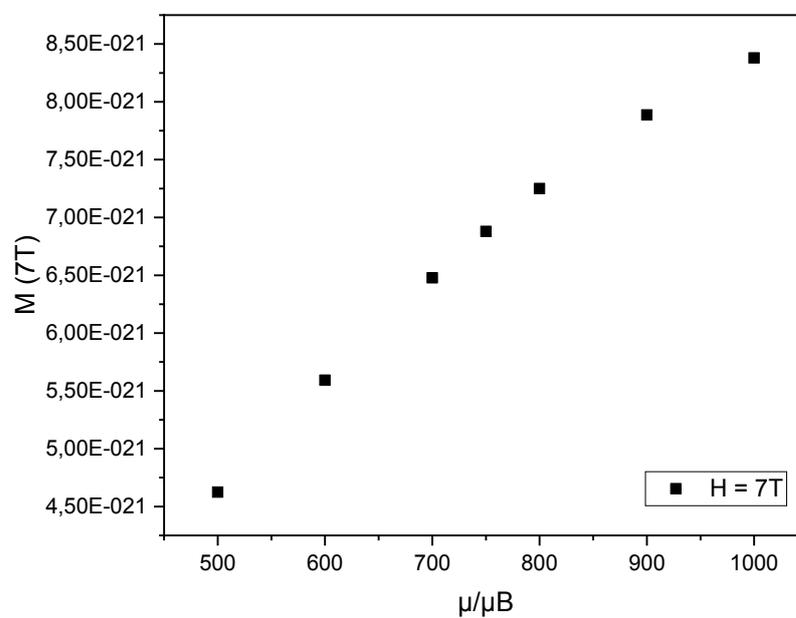


Figura 13 - Curva de magnetização em função de $H = 7T$

A figura 14 apresenta o gráfico da magnetização de saturação em função do momento magnético. Os pontos foram obtidos usando a equação 27. Os valores dos momentos magnéticos foram normalizados pelo magnéton-bohr. Observe que a magnetização cresce e está de acordo com a equação $M_S = N\langle\mu\rangle$

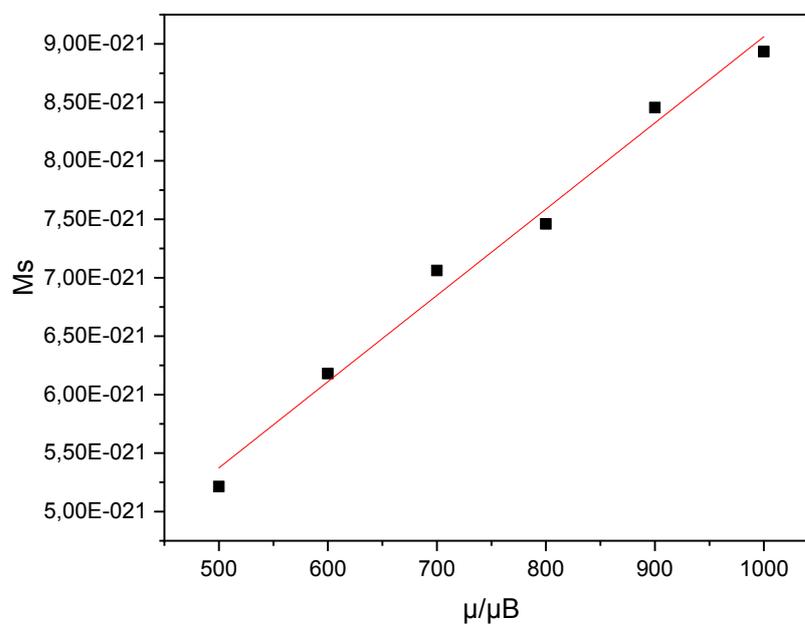


Figura 14 - Relação linear entre a magnetização de saturação e o momento magnético

A figura 15 apresenta os dados teóricos da magnetização relativa em função do momento magnético mantendo fixo o campo magnético em $H = 7T$. Observe que a curva tende a saturação. A linha sólida é um guia para melhor visualização da tendência.

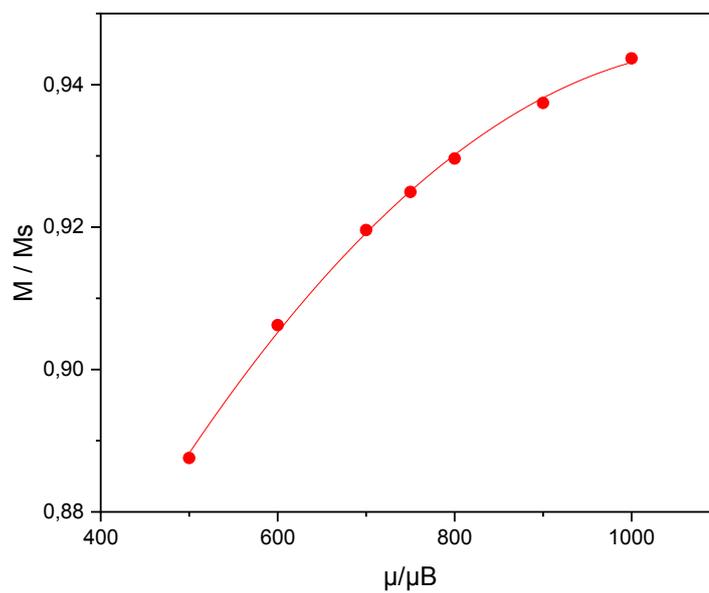


Figura 15 - Magnetização relativa em função do momento magnético

A tabela 1 apresenta os dados teóricos dos momentos magnéticos medianos (μ_0), dos momentos magnéticos médios $\langle \mu \rangle$ usando a equação 25 bem como os diâmetros das nanopartículas usando a equação 28, para uma liga granular de composição $Fe_{25}Ni_{75}$.

Tabela 1 - Momentos magnéticos médios e diâmetros teóricos dos precipitados magnéticos

μ_0 (μ_B)	$\langle \mu \rangle$ (μ_B)	d (nm)
500	567	2,19
600	680	2,32
700	793	2,45
750	850	2,50
800	907	2,56
900	1020	2,66
1000	1130	2,75

A figura 16 apresenta o gráfico das curvas de magnetização relativa em função do campo magnético para diferentes valores de momento magnético mediano. Os pontos do gráfico foram obtidos usando as equações 26 e 27.

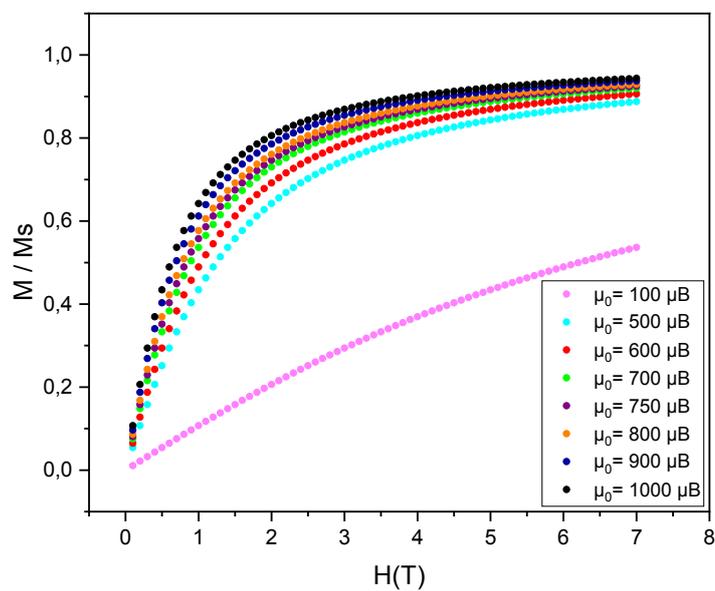


Figura 16 - Curvas de magnetização relativa em função de H

A figura 17 apresenta o gráfico dos pontos obtidos a partir da integração numérica da equação 29. Os valores da magnetoresistência foram normalizados por seus valores respectivos de saturação MRs (equação 30). Assume-se temperatura constante e igual a 300K.. Os valores do campo magnético (H) foram variados no intervalo entre -7T e 7T (Tesla).

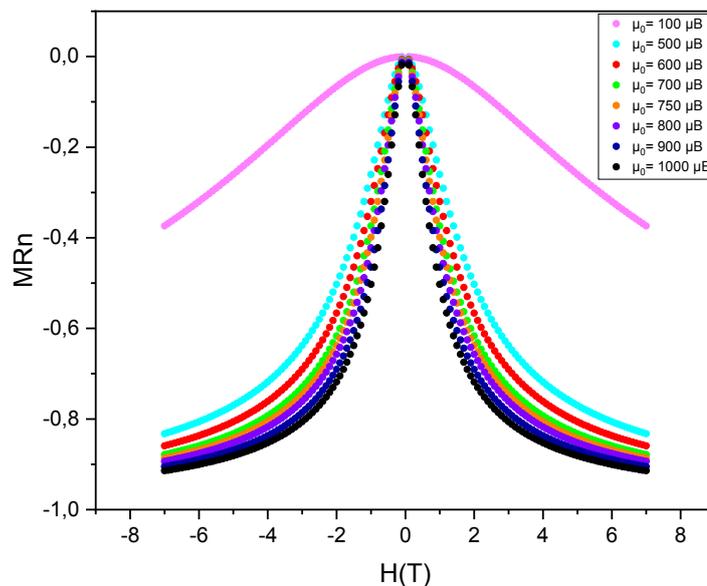


Figura 17 - Curvas de magnetoresistência em função do campo H

A figura 18 apresenta os dados teóricos da magnetoresistência normalizada (MRn) plotados em função da magnetização relativa M/M_s para sistemas de nanopartículas com $\mu_0 = 100, 500, 900$ e $1000\mu_B$, respectivamente. Observe que, independente dos valores de μ_0 , os dados teóricos de MRn se superpõem em uma única curva. A linha sólida é a função $MRn \propto [-(M/M_s)^2]$ que representa o modelo onde todas as nanopartículas têm o mesmo tamanho.

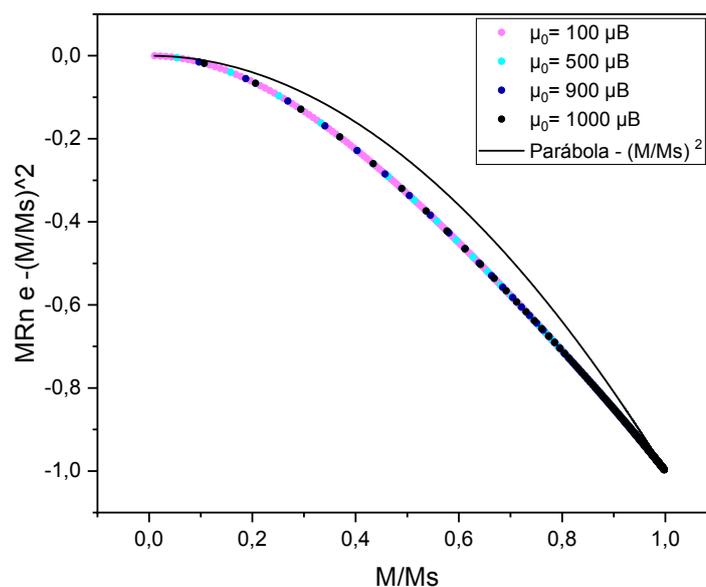


Figura 18 - Dados teóricos da magnetoresistência em função da magnetização relativa

A figura 19 apresenta os dados teóricos da magnetoresistência gigante normalizada (MRn) em função do campo magnético para um sistema superparamagnético que obedece a função de distribuição cujo momento magnético mediano vale $\mu_0 = 100\mu_B$ para diferentes valores de temperatura. Observe que para $T = 300\text{K}$ a curva exibe um comportamento parabólico com o campo magnético. Este comportamento pode ser explicado pelo fato de a componente dependente do campo ser proporcional ao quadrado da magnetização, da forma: $MR \propto -(M/M_s)^2$. Vimos na figura 18 que a magnetização é praticamente linear com o campo magnético. E, por consequência direta: $MR \propto -H^2$.

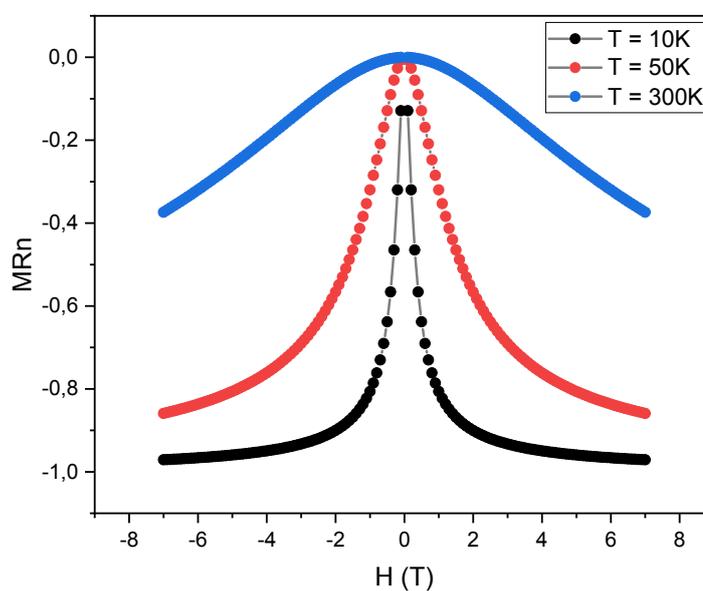


Figura 19 - Curvas de magnetoresistência em função do campo magnético para várias temperaturas

AJUSTE DE CURVAS TEÓRICAS AOS DADOS EXPERIMENTAIS

A figura 20 apresenta os dados experimentais da magnetorresistência $Cu_{80}Fe_5Ni_{15}$ como função do campo magnético para diferentes temperaturas de tratamento térmico. A temperatura de medida foi de $T = 50K$. O maior valor medido de magnetorresistência foi de 11,44 % para um campo magnético de 70kOe (7 teslas).

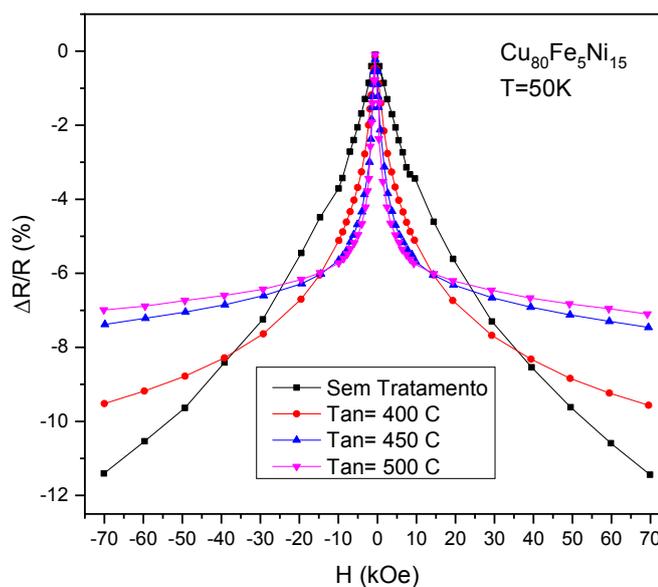


Figura 20 - Dados experimentais da magnetorresistência em função do campo aplicado

A figura 21 apresenta os dados experimentais da magnetorresistência do sistema $Cu_{80}Ni_{15}Fe_5$ como função do campo magnético para a curva de tratamento térmico cuja temperatura vale $T = 500^{\circ}C$ (ou 773,15 K).

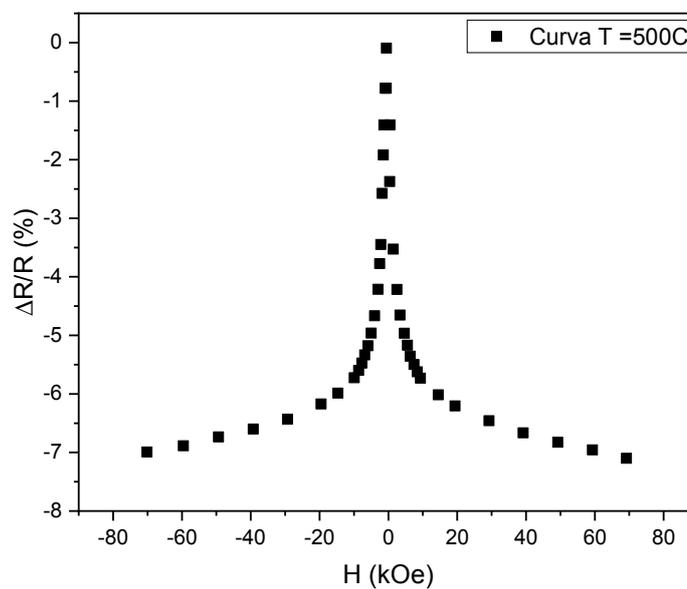


Figura 21 - Magnetoresistência em função do campo magnético para amostra tratada termicamente

A figura 22 apresenta os dados experimentais da magnetorresistência do sistema $Cu_{80}Ni_{15}Fe_5$ normalizados pela saturação e plotados em função do campo magnético. Para obter o valor da magnetorresistência de saturação, ajustou-se aos dados experimentais uma curva de decaimento exponencial definida pela função $y = 3,91e^{-H/0,18} + 2,17e^{-H/2,45} - 7,16$. Fazendo $H \rightarrow \infty$, obteve-se resistência máxima de $-7,16\%$

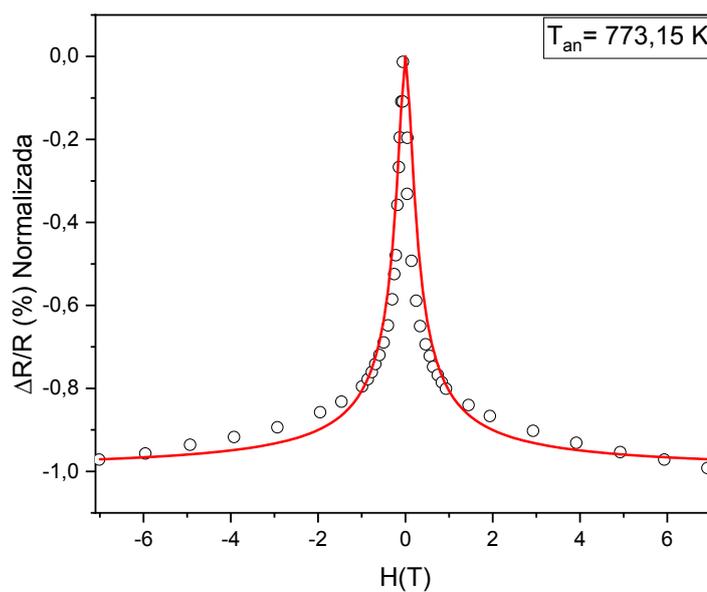


Figura 22 - Ajuste teórico aos dados experimentais da curva $T = 773,15$ K

A figura 23 apresenta os dados experimentais do sistema $Cu_{80}Fe_5Ni_{15}$ normalizados pela saturação junto dos ajustes teóricos representados pelas linhas sólidas. A partir dos ajustes foram obtidos os valores dos momentos medianos (μ_0) e desvio-padrão (σ).

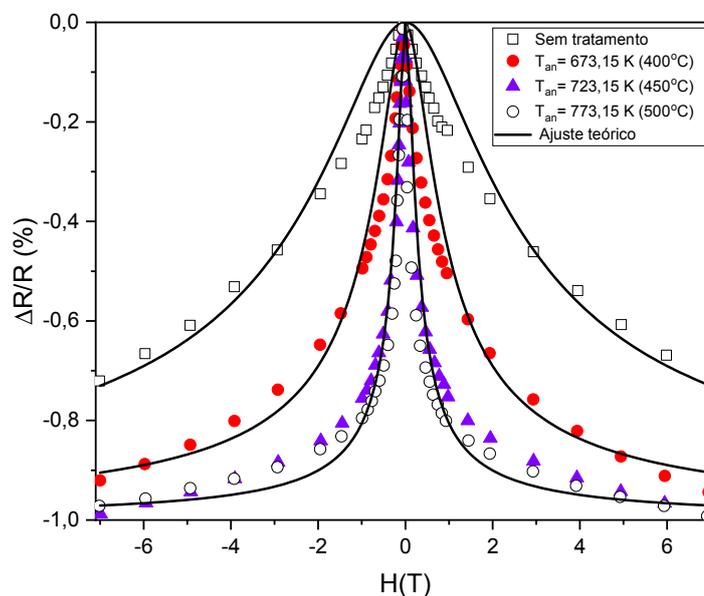


Figura 23 - Ajustes teóricos da magnetoresistência em função do campo aplicado

Em seguida, foi calculado o momento magnético médio usando a equação 25 e usando a equação 28, foram obtidos os diâmetros das nanopartículas.

Tabela 2- Momentos magnéticos médios e diâmetros das nanopartículas obtidos a partir do ajuste teórico

$T_{an}(^{\circ}C)$	$\mu_0(\mu_B)$	σ	$\langle \mu \rangle (\mu_B)$	$d(nm)$
Sem tratamento	50	0,50	56,6	1,01
400	150	0,50	170	1,46
450	500	0,35	532	2,14
500	500	0,50	567	2,19

5. CONCLUSÃO

Os cálculos teóricos das curvas de magnetização foram realizados a partir do modelo desenvolvido por Knobel *et al.* com auxílio dos *softwares Mathematica* e *Origin®*. Foram ajustados intervalos de interesse dos momentos magnéticos. A partir dos ajustes foi possível obter os valores dos diâmetros das nanopartículas no intervalo entre **2,19 – 2,75** nm para nanopartículas esféricas com composição $Fe_{25}Ni_{75}$.

Observou-se a superposição das curvas de magnetização à varias temperaturas em uma única curva quando esta fora plotada em função de H/T. Caracterizando desta forma o estado de superparamagnetismo das nanopartículas do sistema, conforme previsto no modelo teórico.

Observou-se que para a faixa de intervalos de momentos magnéticos analisada – entre 500 e $1000\mu_B$ – as curvas de magnetização em $7T$ cresceram monotonicamente e a magnetização de saturação cresce linearmente com o momento magnético.

As curvas experimentais da liga $Cu_{80}Fe_5Ni_{15}$ foram comparadas com o modelo teórico e foi possível estimar os diâmetros das nanopartículas no intervalo entre **1,01 – 2,19** nm.

6. REFERÊNCIAS

- [1] BAIBICH, M.N.; BROTO, J.M.; FERT, A.; NGUYEN VAN DAU, F.; PETROFF, F. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnenti Superlattices. **Phys. Rev. Lett.**, França, v. 61, n. 21, p. 2472- 2475, nov. 1988.
- [2] KNOBEL, M.; DA SILVA, F.C.S.; FERRARI, E.F. Influence of the distribution of magnetic moments on the magnetization and magnetoresistance in granular alloys. **Phys. Rev. B.**, Campinas, v. 56, n. 10, p. 6086- 6093, set. 1997.
- [3] PANTAZI *et al.* Probe-based ultra-high-density storage technology. **IBM J.RES. & DEV.**, Armonk, v. 52, n. 4/5, p. 493- 511, jul./sept. 2008.
- [4] GOYA, G.F.; KNOBEL, M. Ferramentas Magnéticas na Escala do Átomo. **Sciam.**, São Paulo, (s.v.), (s.n.), p. 58- 66, dez. 2004.
- [5] HIROHATA *et al.* Review on spintronics: Principles and device applications. **J. Magn. Magn. Mater.**, Japan; Germany; France; United Kingdom, v. 509, n. 166711, p. 1-28, mar. 2020.
- [6] JUNG, S.; LEE, H.; MYUNG, S. et al. A crossbar array of magnetoresistive memory evices for in-memory computing. **Nature**, London;Tokyo;Shangai; New York, v. 601, n. 2022, p. 211-216, jan. 2022.
- [7] SCHNOOR, M. Samsung testa primeiro computador com memória MRAM. Olhar Digital, 2022. Disponível em: < <https://olhardigital.com.br/2022/01/14/reviews/samsung-testa-computadores-memoria-mram/> > Acesso em: 01 julho 2022.
- [8] MARCONE, Glauciene Paula de Souza. Nanotecnologia e nanociência: aspectos gerais de aplicações e perspectivas no contexto do Brasil. **Perspect. Cienc. Tecno**, Rio de Janeiro, v.7, n. 2, p. 1– 24, c2015.
- [9] *There's plenty of room at the bottom*. Wikipedia, 2022. Disponível em: <[https://en.wikipedia.org/wiki/There%27s Plenty of Room at the Bottom](https://en.wikipedia.org/wiki/There%27s_Plenty_of_Room_at_the_Bottom)> Acesso em: 18 julho 2022.
- [10] BERKOWITZ, A.E.; MITCHELL, J.R.; CAREY, M.J.; YOUNG, A.P.; ZHANG, S.; SPADA, F.E.; PARKER, F.T.; HUTTEN, A.; THOMAS, G. Giant Magnetoresistance in Heterogeneous Cu-Co Alloys. **Phys. Rev. Lett.**, Berkeley, v. 68, n. 25, p. 3745-3749, jun. 1992.
- [11] XIAO, J.Q.; JIANG, S.; CHIEN, C.L. Giant Magnetoresistance in the granular Co-Ag system. **Phys. Rev. B.**, Baltimore;Maryland, v. 46, n. 14, p. 9266- 9269, out. 1992.
- [12] CAZOTTES, S.; FNIDIKI, A.; LEMARCHAND, D.; DANOIX, F.; OCHIN, P; LARDÉ, R.; COISSON, M. The influence of microstructure on magnetoresistive properties of Cu80Fe5Ni15 ribbons. **J. Appl. Phys.**, França;Itália, v. 109, n. 083502, p. 1-6, abr. 2011.
- [13] KNOBEL, M. Partículas Finas: Superparamagnetismo e Magnetoresistência Gigante. **Revi. Bras. Ens. Fís.**, São Paulo, v. 22, n. 3, p. 387- 395, Set. 2000.

- [14] ZHU, J.; LI, D.; CHEN, H.; YANG, X.; LU, L.; WANG, X. Highly dispersed CuO nanoparticles prepared by a novel quick-precipitation method. **Mater. Lett**, China, v. 58, (s.n.), p. 3324- 3327, ago. 2004.
- [15] MARTINS, C.S. **Magnetização e Magnetoresistência em Ligas Granulares CuNiFe**. 2000. Tese (Doutorado em Física do Estado Sólido) – Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2000.
- [16] Glossário: Bússola. Acervo Museológico dos Laboratórios de Ensino de Física– AMLEF, Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS). Disponível em: <https://www.ufrgs.br/amlef/glossario/bussola/>. Acesso em: 01 jul. 2022.
- [17] DE JESUS, C.B.R. **Efeito da desordem catiônica nas propriedades magnéticas da ferrita de zinco**. 2012. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Sergipe– UFS, São Cristóvão, 2012.
- [18] FRANCISQUINI, E.; SCHOENMAKER, J.; SOUZA, J.A. Nanopartículas magnéticas e suas aplicações. In: ALVES, W.A.; BEATRIZ, A. **Química Supramolecular e Nanotecnologia**. São Paulo: Atheneu, 2014. p. 269– 288.
- [19] BARBOSA, M.B. **Um estudo do magnetismo ao nanomagnetismo e suas aplicações**. 2009. Trabalho de conclusão de curso (Licenciatura em Física) – Universidade Federal do Acre–UFAC, Rio Branco, 2009.
- [20] EISBERG, R.; RESNICK, R. **Física Quântica: Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas**. 23 ed. Rio de Janeiro: CAMPUS Editora; California: ELSEVIER, c1994.
- [21] Aula 1: Eletrostática– Histórico. AULAS DE FÍSICA (*online*). Disponível em: <https://www.marco.pro.br/eh.html>. Acesso em: 12 maio 2022.
- [22] E-Física (*online*). Capítulo 13: Magnetismo. Disponível em: www.cepa.if.usp.br/e-fisica/eletricidade/basico/elivro.php. Acesso em: 15 maio 2022.
- [23] CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. **Introduction to Magnetic Materials**. 2nd ed. United States: John Wiley & Sons; Institute of Electrical and Electronics Engineers (I.E.E.E.) Inc., c2009. 544p. 26,16 cm. ISBN 978-04-714-7741-9.
- [24] CALLISTER JR, W. D.; RETHWISCH, D. G. **Ciência e Engenharia de Materiais: Uma introdução**. Tradução: Sergio Murilo Stamile Soares, 8 ed. Rio de Janeiro: LTC, 2012. 844p. 28 cm. ISBN 978-85-216-2124-9.
- [25] CAZOTTES, S. **Microstructure a fine echelle d’alliages a proprietes de Magnetoresistance Geante: Relation avec les proprietes magnetiques Cas de rubans $Cu_8 Fe_x Ni_2$ θ -x**. 2008. Tese (Doutorado em Ciência dos Materiais) – Université de Rouen– U.F.R. de Sciences et techniques, França, 2008.
- [26] GITTLEMAN, J.I.; GOLDSTEIN, Y.; BOZOWSKI, S. Magnetic properties of Granular Nickel Films. **Phys. Rev. B.**, Princeton, v. 5, n. 9, p. 3609- 3621, May. 1972.
- [27] ZHANG, S.; LEVY, P.M. Conductivity and magnetoresistance in magnetic granular films. **J. Appl. Phys.**, New York, v. 73, n.10, p. 5315-5319, may. 1993.

APÊNDICE A

CARACTERIZAÇÃO ESTRUTURAL E MAGNÉTICA DE LIGAS NANOESTRUTURADAS

Luciana Nobre Nakamine¹, Jaqueline P.P. de Andrade², Cezar Soares Martins³

^{1, 2, 3} Faculdade de Tecnologia de São Paulo (FATEC-SP)

Lnakamine.25@gmail.com¹, cmartins@fatecsp.br³

1. Introdução

Este projeto tem por objetivo realizar a análise teórica, em ambiente virtual, das curvas de magnetização segundo modelo proposto por Knobel e colaboradores. O modelo é utilizado para determinar o tamanho das nanopartículas de um sistema nanoestruturado.

2. Metodologia

A análise consistiu em simular o modelo teórico através do software de simulação algébrica computacional Mathematica®. A magnetização de um sistema composto por tais nanopartículas sob a ação de um campo magnético externo H é dada por:

$$M(H, T) = \int_0^{\infty} \mu L\left(\frac{\mu H}{kT}\right) f(\mu) d\mu \quad (1)$$

onde $L(a)$ é função de Langevin, $a = \left(\frac{\mu H}{kT}\right)$ e $f(\mu)$ é a função de distribuição log-normal das nanopartículas no estado superparamagnético, definida por:

$$f(\mu) = \frac{N}{\sqrt{2\pi\sigma\mu}} \exp\left[-\frac{\ln^2(\mu/\mu_0)}{2\sigma^2}\right] \quad (2)$$

A magnetorresistência gigante é dada por:

$$MR(H, T) = -\frac{A}{N^2} \left[\int_0^{\infty} (\mu + \alpha\mu^{2/3}) L\left(\frac{\mu H}{kT}\right) f(\mu) d\mu \right] \quad (3)$$

3. Resultados

A figura 1 mostra o comportamento da função de Langevin para o campo H variando entre 0 e 7T e momento magnético variando de 500 a 1000 μ_B , mantendo constante a temperatura em 300K.

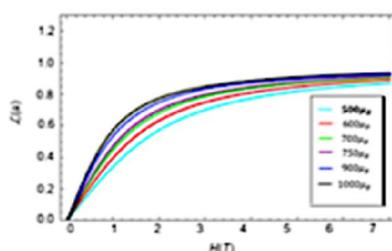


Figura 1 – Curvas de Magnetização

A figura 2 mostra a função de distribuição log-normal das nanopartículas plotadas em função do momento magnético médio. Os valores foram

normalizados em função do magneton de Bohr. Tal distribuição se relaciona com o diâmetro das nanopartículas a partir do valor de momento magnético médio. O intervalo calculado foi de 2,0 a 2,5nm, assumindo a composição Fe₅₀Ni₅₀.

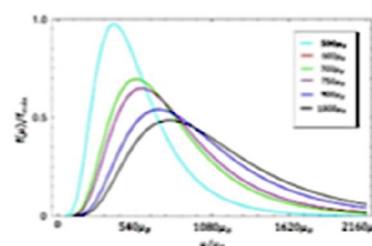


Figura 2 – Função de Distribuição Log-normal

A figura 3 mostra a função de Langevin para o campo H variando entre 0 e 7T e a temperatura aumentada de 5K a 300K. Observa-se também a superposição das curvas de magnetização quando é plotada em função de H/T. Este é o comportamento de um superparamagnetismo perfeito.

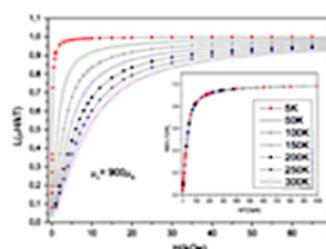


Figura 3 – Curvas de Magnetização

4. Conclusões

A análise, segundo o modelo proposto, permitiu calcular as variações dos diâmetros das nanopartículas no intervalo entre 2,0 a 2,5 nm assumindo composição da liga Fe₅₀Ni₅₀.

5. Referências

- [1] CULLITY, B.D. *Introduction to Magnetic Materials*. Addison-Wesley Publishing Co., Reading, Massachusetts, 2000
- [2] MARTINS, C.S. *Magnetização e Magnetoresistência Gigante em Ligas Granulares CuNiFe*. Tese de Doutorado – USP, 2000

APÊNDICE B

Fatec São Paulo 22° SICT – FATEC/SP	FACULDADE DE TECNOLOGIA DE SÃO PAULO	
	CERTIFICADO DE PARTICIPAÇÃO A Comissão Organizadora certifica que o trabalho intitulado CARACTERIZAÇÃO ESTRUTURAL E MAGNÉTICA DE LIGAS NANOESTRUTURADAS , de autoria de LUCIANA NOBRE NAKAMINE, JAQUELINE P.P. DE ANDRADE E CEZAR SOARES MARTINS foi apresentado <i>on-line</i> na forma de pôster no 22º Simpósio de Iniciação Científica e Tecnológica da FATEC-SP. São Paulo, 05 de novembro de 2020.  REGINA MARIA RICOTTA Coordenadora Geral do 22º SICT	

APÊNDICE C

Os modelos dos algoritmos criados no software *Mathematica*® para gerar as curvas teóricas de magnetização e ajustar as curvas teóricas aos dados experimentais são mostrados a seguir.

ALGORITMO I: CÁLCULO DA MAGNETIZAÇÃO RELATIVA

```

ALGORITMO PARA CÁLCULO DE M/MS - KNOBEL97

Início
In[ ]:= ClearAll[M]
ClearAll[MS]
ClearAll[MN]
ClearAll[MAGNETIZACAORELATIVA]

Constantes
μ = 9.274009994 * 10^-24;
T = 300;
k = 1.380649 * 10^-23;

Funções
M = NIntegrate[1 / (Sqrt[2 π] * 0.5) * Exp[-1 / (2 * (0.5)^2) * (Log[x / (600 * μ)])^2] *
  (Coth[(x * H) / (k * T)] - (k * T) / (x * H)), {x, 0, 1 * 10^-19},
  WorkingPrecision -> MachinePrecision];
MS = NIntegrate[1 / (Sqrt[2 π] * 0.5) * Exp[-1 / (2 * (0.5)^2) * (Log[x / (600 * μ)])^2],
  {x, 0, 1 * 10^-19}, WorkingPrecision -> MachinePrecision];

MN = (M / MS);
MAGNETIZACAORELATIVA = Grid[Table[{H, MN}, {H, 0, 7, 0.1}], Frame -> All]
Export["(X)MMS600mb.xls", MAGNETIZACAORELATIVA, "XLS"]

```

Onde:

Na seção “Início”, executa-se o comando **ClearAll** que limpa da memória todos os valores, atribuições e definições. Na seção “Constantes” atribui-se os valores numéricos das constantes das funções. Na ordem: μ representa o valor do magnéton-bohr, **T**, a temperatura, e **k**, a constante de Boltzmann. Na seção “Funções”, **M** representa a função de magnetização, **MS** representa a magnetização de saturação e **MN** representa o cálculo da magnetização relativa normalizada. O comando **Table** cria uma tabela com os resultados do cálculo de MN e o comando **Grid** enquadra estes resultados. O comando **Export** exporta a tabela com os resultados em uma planilha no excel no formato xls e com o nome “(X)MMS600mb”. Neste exemplo, o cálculo foi feito para um valor de momento magnético mediano de 600 magnétons-bohr e com o campo H variando de 0 a 7T(tesla).

ALGORITMO II: CÁLCULO DA MAGNETORESISTÊNCIA NORMALIZADA

```

ALGORITMO PARA CÁLCULO DE MR/MRS - KNOBEL97

Início

ClearAll[MR]
ClearAll[MRS]
ClearAll[H]
ClearAll[MRN]
ClearAll[MAGNETORESISTENCIA]

Constantes

μ = 9.274009994 * 10^-24;
T = 300;
k = 1.380649 * 10^-23;
alfa = 80 * (μ) ^1 / 3;

Funções

MR = NIntegrate[(x + alfa * x^2 / 3) / (Sqrt[2 π] * 0.5) *
  Exp[-1 / (2 * (0.50)^2) * (Log[x / (500 * μ)]) ^2] * (Coth[(x * H) / (k * T)] - (k * T) / (x * H)),
  {x, 0, 1 * 10^-19}];
MRS = NIntegrate[(x + alfa * x^2 / 3) / (Sqrt[2 π] * 0.5) *
  Exp[-1 / (2 * (0.50)^2) * (Log[x / (500 * μ)]) ^2], {x, 0, 1 * 10^-19}];

MRN = (-1 * (MR) ^2) / (MRS) ^2;
MAGNETORESISTENCIA = Table[{H, MRN}, {H, -7, 7, 0.1}];
Export["(Y1)MRn500mbT300Ksigma050.xls", MAGNETORESISTENCIA, "XLS"];
Plot[MRN, {H, -7, 7}, PlotRange -> {0, -1}, PlotStyle -> Cyan]

```

Onde:

Na seção “Início”, executa-se o comando **ClearAll** que limpa da memória todos os valores, atribuições e definições. Na seção “Constantes”, atribui-se os valores numéricos das constantes das funções. Na ordem: μ representa o valor do magnéton-bohr, **T**, a temperatura, **k**, a constante de Boltzmann e por último, α um valor do parâmetro de rede dos precipitados. Na seção “Funções”, **MR** representa a função de magnetoresistência, **MRS** representa a magnetoresistência de saturação e **MRN** representa o cálculo da magnetoresistência normalizada. Neste exemplo, cria-se uma tabela com o resultado do cálculo de MRN nomeada “MAGNETORESISTÊNCIA” com H variando de -7T a +7T (tesla) com intervalo de 0,1 entre os pontos. Em seguida, exporta-se essa tabela de pontos para um arquivo no excel com o nome “(Y1)MRn500mbT300Ksigma050” usando o comando **Export**. Usando o comando **Plot**, plota-se os dados de MRn para um intervalo de 0 a -1 no eixo y. O comando **PlotStyle** atribui uma cor à curva que representa o resultado do cálculo de MRn com estes parâmetros.