



UNIVERSIDADE ESTADUAL DA PARAÍBA – UEPB
CAMPUS VII – GOV. ANTÔNIO MARIZ
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E SOCIAIS APLICADAS
CURSO DE LICENCIATURA EM CIÊNCIAS EXATAS

WASHINGTON PENA DOS SANTOS

**DETERMINAÇÃO DE CURVAS DE HISTERESE DE BICAMADAS DE
FERRO/SAMÁRIO-COBALTO**

PATOS – PB

2010

WASHINGTON PENA DOS SANTOS

**DETERMINAÇÃO DE CURVAS DE HISTERESE DE BICAMADAS DE
FERRO/SAMÁRIO-COBALTO**

Trabalho acadêmico referente à conclusão do Curso de Licenciatura Plena em Ciências Exatas da Universidade Estadual da Paraíba (UEPB - Campus VII), campus de Patos.

Orientador: Dr. Pedro Carlos de Assis Jr.

PATOS – PB
2010

S237d

Santos, Washington Pena dos

Determinação de curvas de histerese de bicamadas de ferro/samário-cobalto / Washington Pena dos Santos.
Patos: UEPB, 2010.
36f.

Monografia (TRABALHO de Conclusão de Curso –
(TCC) – Universidade Estadual da Paraíba.
Orientador: Prof. Dr. Pedro Carlos de Assis Júnior.

1. Física teórica 2. Materiais magnéticos I Título II Assis
Júnior, Pedro Carlos de.

CDD 537



ATA DE DEFESA DE TCC

Aos treze dias do mês de dezembro do ano de 2019, às 09:00 horas, no laboratório de Informática, do Campus VII da Universidade Estadual da Paraíba, ocorreu a apresentação de Trabalho de Conclusão de Curso, requisito da disciplina TCC, do(a) aluno(a)

WASHINGTON PENA DOS SANTOS

tendo como tema "DETERMINAÇÃO DE CURVAS DE HISTERESE EM BICAMARAS DE FE/SnO"

Constituíram a Banca Examinadora os professores:

Professor(a) MS. DR. Pedro Carlos de Assis Júnior (Orientador(a)),

Professor(a) MS. VILMAR VAZ DA SILVA (Examinador(a)),

Professor(a) MS. DR. Glauro de Souza Lima (Examinador(a)).

Após a apresentação e as observações dos membros da banca avaliadora, definiu-se que o trabalho foi APROVADO, com nota 10,0 (dez).

Eu, PEDRO CARLOS DE ASSIS JÚNIOR, Professor(a) – Orientador(a), lavrei a presente ata que segue assinada por mim e pelos demais membros da Banca Examinadora.

Pedro Carlos de Assis Júnior
 PROFESSOR(A) – NOME COMPLETO – ORIENTADOR(A)

Vilmar Vaz da Silva
 PROFESSOR(A) – NOME COMPLETO – EXAMINADOR

Glauro de Souza Lima
 PROFESSOR(A) – NOME COMPLETO – EXAMINADOR

WASHINGTON PENA DOS SANTOS

**DETERMINAÇÃO DE CURVAS DE HISTERESE DE BICAMADAS DE
FERRO/SAMÁRIO-COBALTO**

Data da Aprovação: ____/____/____

Trabalho acadêmico referente à conclusão do Curso de Licenciatura Plena em Ciências Exatas da Universidade Estadual da Paraíba (UEPB - Campus VII), campus de Patos.

COMISSÃO EXAMINADORA

Prof. Dr. Pedro Carlos de Assis Jr.

Prof. Dr. Ilauro de Souza Lima

Prof. MSc. Vilmar Vaz da Silva

*Dedico este trabalho a meu amigo, professor e orientador Pedro
Carlos de Assis Jr.*

AGRADECIMENTOS

- ❖ A *Deus*, por tudo.
- ❖ Ao meu pai, que sempre me auxiliou e me deu um pouco de si para que este momento fosse possível.
- ❖ Ao meu Professor orientador e amigo Pedro Carlos, por me pegar pela mão e me mostrar um caminho.
- ❖ A minha noiva, por estar ao meu lado quando precisei.
- ❖ Ao Professor Ilauro de Souza Lima, por sua amizade, seus incentivos e pelos momentos que me fez rir bastante.
- ❖ Ao Professor Francisco Sibério pelo seu comprometimento com o trabalho, que fez com que eu entendesse melhor o que é a matemática.
- ❖ Ao Professor Vilmar Vaz da Silva, pela sua colaboração.
- ❖ Ao Professor Vital Araújo Barbosa, pela oportunidade que me proporcionou no desenvolvimento de alguns trabalhos.
- ❖ Aos amigos que estiveram comigo em todo o curso, em especial, aos meus amigos Claudivan, Noberto, Francimar e Leonardo.
- ❖ A funcionária Ana Lúcia por sua dedicação.

“SE VOCÊ NÃO CONSEGUE EXPLICAR UM RESULTADO EM TERMOS SIMPLES E NÃO TÉCNICOS, É PORQUE NÃO CHEGOU A COMPREENDÊ-LO.”

Ernest Rutherford

RESUMO

O objetivo deste trabalho é fazer um estudo preliminar sobre os materiais magnéticos Ferro (Fe) e Samário-Cobalto (Sm-Co) isolados e acoplados na forma de bicamadas, utilizando curvas de histerese. A energia considerada em nosso sistema físico consiste nos seguintes termos: energia de troca entre planos vizinhos, anisotropia uniaxial na direção z e energia Zeeman. As constantes para cada termo da energia foram obtidas da literatura. Utilizamos um método numérico no qual chamamos de Algoritmo de Campo Efetivo Auto-consistente (ACEA) para gerar as curvas de histerese, considerando que exista um campo magnético externo aplicado sobre o material magnético. A intensidade do campo externo deve ser tal que consiga saturar o material magnético. Foi feita uma análise entre as histereses obtidas para o Fe e o Sm-Co isoladamente, onde foi possível perceber uma maior dureza magnética do Sm-Co em relação a dureza magnética do Fe. No caso da Bicamada magnética, observou-se que o aumento da espessura do Fe não aumenta a magnetização da bicamada, bem como o aumento da espessura do Sm-Co não influencia no aumento da dureza magnética. Portanto, concluiu-se que em uma bicamada de Fe/Sm-Co, a espessura do Fe deve ser limitada e os dados obtidos para bicamada magnética, com um material de alta magnetização e baixa anisotropia e outro com baixa magnetização e alta anisotropia, mostram uma maior dureza da ordem magnética.

Palavras-chave: Materiais Magnéticos, Histerese Magnética, ACEA.

ABSTRACT

The objective of this work is to do a preliminary study on the materials magnetic Iron (Fe) and Samarium-Cobalt (Sm-Co) isolated and coupled in the bilayer form, using hysteresis curves. The energy considered in our physical system consists in the following change terms: energy among neighboring plans, anisotropy uniaxial in the direction z and energy Zeeman. The constants for each term of the energy were obtained of the literature. We used a numeric method in which we called Algorithm of Solemnity-solid Effective Field (ASEF) to generate the hysteresis curves, considering that an external magnetic field applied exists on the magnetic material. The intensity of the external field should be such that gets to saturate the magnetic material. It was made an analysis among the hysteresis obtained for the Fe and the Sm-Co separately, where it was possible to notice a larger magnetic hardness of the Sm-Co in relation to magnetic hardness of the Fe. In the case of magnetic Bilayer, it was observed that the increase of the thickness of the Fe doesn't increase the magnetization of the bilayer, as well as the increase of the thickness of the Sm-Co it doesn't influence in the increase of the magnetic hardness. Therefore, it was ended that in a bilayer of Fe/Sm-Co, the thickness of the Fe should be limited and the data obtained for magnetic bilayer, with a material of high magnetization and low anisotropy and other with low magnetization and high anisotropy, they show a larger hardness of the magnetic order.

Key-words: Magnetics Materials, Magnetic Hysteresis, ASEF.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Fig. 1.	Ímãs de Sm-Co em diversos formatos.....	12
Fig. 2.	Representação dos domínios magnéticos de um material qualquer.....	15
Fig. 3.	Laço histerese ou Curva de magnetização típica.	16
Fig. 4.	Parede de Néel (Bloch) entre dois domínios em uma camada fina.	17
Fig. 5.	Ordenação dos momentos magnéticos de <i>spins</i> : (a) ferromagnéticos, (b) antiferromagnéticos e (c) ferrimagnéticos.....	18
Fig. 6.	Representação de uma bicamada genérica contendo, o material mole, 5 camadas e, o material duro, 3 camadas.	20
Fig. 7.	Interações de troca entre uma bicamada magnética genérica	24
Fig. 8.	Identificação dos Campos de Nucleação (H_n), Campo Coercitivo (H_c) e Campo de Reversão (H_r).	28
Fig. 9.	Variação do ângulo de aplicação do campo externo.	28
Fig. 10.	Curva de Histerese do Samário-Cobalto (único material), onde a parede de domínio é bastante pequena.	29
Fig. 11.	Curva de Histerese do Ferro (único material) com espessura de 30 Å.....	30
Fig. 12.	Histerese da bicamada de Fe/Sm-Co com a espessura do ferro variando entre os valores de 40 à 100 Å.	30
Fig. 13.	Ampliação do lado superior esquerdo da histerese (Fig. 12) mostrando o campo de nucleação de acordo com aumento da espessura α do ferro.	31
Fig. 14.	Campo de nucleação em função da espessura do Ferro.	31
Fig. 15.	Histerese da bicamada de Fe/Sm-Co com a espessura do Sm-Co variando entre os valores de 140 à 240 Å.	32
Fig. 16.	Ampliação do lado superior esquerdo da histerese (Fig. 15) mostrando o campo de nucleação de acordo com aumento da espessura α do Sm-Co..	32

LISTA DE TABELAS

Tabela 1. Comportamento dos materiais magnéticos	19
Tabela 2. Parâmetros dos Materiais.....	29

SUMÁRIO

INTRODUÇÃO	11
CAPÍTULO I	13
1 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	13
1.1 Curvas de Histerese	13
1.2 Energia de Anisotropia	16
1.3 Classificação dos Corpos Magnéticos	17
1.3.1 Interações de Troca dos materiais ferromagnéticos	19
1.4 Algoritmo de Campo Efetivo Autoconsistente	20
CAPÍTULO II	25
2 METODOLOGIA	25
CAPÍTULO III	27
3 RESULTADOS E DISCUSSÕES	27
CONSIDERAÇÕES FINAIS	33
REFERÊNCIAS	35
ANEXOS	

INTRODUÇÃO

Por muito tempo, o homem buscou diversos métodos e tipos de materiais para guardar o conhecimento adquirido entre as gerações. A exemplo desses materiais, podemos citar: as pedras desenhadas, as tábuas de argila, os papéis, as pinturas, entre muitos outros. Atualmente, vivemos em uma época em que guardar informações é essencial para a existência de diversos órgãos e empresas no mundo. É evidente que as formas antigas de armazenamento do conhecimento se tornaram obsoletas com o tempo e novas maneiras foram surgindo. Uma das maneiras mais eficientes para se guardar informações na atualidade é a utilização dos materiais magnéticos, munido por um aparato eletrônico, que conhecemos como computadores (ASSIS JR, 2004, p. 1). Estas máquinas comportam cada vez mais informações ocupando cada vez menos espaço. É o que chamamos de mundo virtual. A realidade virtual parece, de fato, algo inexplicável para muitos, porém, se imaginarmos que um átomo ou molécula possam representar uma forma de armazenamento de informação, talvez possamos entender essa problemática, já que os materiais possuem um número gigantesco deles.

Através dos computadores podemos armazenar informações em altíssima escala, utilizando CD's (*Compact Disc's*), Memórias *Flash* (*Pendrives*), Discos Rígidos (HD's, *Hard Disks*). Esses métodos de armazenamento têm sido de grande importância para o desenvolvimento tecnológico e científico. Como exemplo, podemos observar que há livros completos em CD ou, que já é normal e se encontram em vários computadores pessoais, Discos Rígidos de 500 GB, uma monstruosidade de espaço para armazenagem de informações. Essa forma de armazenagem de informações dos Discos Rígidos se dá de forma magnética.

Existem diversos grupos de pesquisa no mundo que buscam encontrar novas propriedades magnéticas, criando em laboratórios nanoestruturas a partir de combinações de materiais diferentes, com o intuito de alterar suas propriedades intrínsecas. Uma parte considerável dessa tecnologia se deve à descoberta de novos materiais magnéticos, que, por sua importância, atraiu intensas pesquisas nas últimas décadas.

Os materiais magnéticos são destinados a diversos fins. Uma de suas grandes aplicações está na fabricação de ímãs permanentes, presentes em diversas

máquinas (motores elétricos, geladeira, alto-falantes, computadores, etc). Conhecer sobre a dureza dos materiais magnéticos é de suma importância para a qualidade desses produtos. Hoje, queremos produzir materiais magnéticos com suas propriedades intrínsecas cada vez mais diferentes, principalmente com o objetivo comercial e para a fabricação de bens de consumo, já que essas indústrias movimentam milhões de dólares no mundo. Ímãs permanentes (difícil desmagnetização) mais duros produzem campos magnéticos mais intensos, que não podem ser encontrados diretamente na natureza e que tem grandes aplicações comerciais. Uma maneira simples de conhecer sobre a dureza desses materiais é conhecer o comportamento das curvas de histerese desses materiais. Quanto mais larga for a curva de histerese mais intenso será o campo coercitivo, H_c , oferecendo maior dureza magnética. Como já mencionamos, diversos sistemas necessitam desses materiais diretamente. Ímãs muito usados pelas indústrias são os de Samário-Cobalto.

Ímãs de Sm-Co são fabricados com o elemento químico SAMÁRIO uma Terra-Rara e Cobalto. Com alto desempenho quanto à força coercitiva, alto produto energético e altíssima resistência a oxidação. São muito usados onde se requer alto desempenho magnético aliado a altos valores de temperatura de trabalho, como por exemplo: motores, guias de plasma, separadores magnéticos, etc. (MAGTEK – Soluções Magnéticas, 2009)



Fig. 1. Ímãs de Sm-Co em diversos formatos.

CAPÍTULO I

1 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

1.1 Curvas de Histerese

Os materiais, no geral, podem ser magnéticos ou não. O que define se o material é magnético são seus domínios magnéticos. Os domínios magnéticos estão diretamente ligados com a configuração de seus *spins* livres. Por exemplo, caso os domínios magnéticos de um determinado material estejam completamente aleatórios uns em relação aos outros, dizemos que sua magnetização é nula. A magnetização é dada por

$$M = \sum_i^N m_i \quad (\text{Eq. 1})$$

onde M é a magnetização resultante de cada domínio magnético e m_i a magnetização de cada *spin* dentro dos domínios magnéticos.

Uma maneira de descobrir se determinado material é de fácil magnetização é aplicando sobre ele um campo magnético que pode ser gerado através de uma corrente elétrica que atravessa um fio ou uma combinação de espiras, ou mesmo usando um ímã permanente. Esse campo magnético produzido pelo ímã permanente induz os *spins* dos domínios magnéticos desse material a se alinharem na direção desse campo magnético. A esse tipo de material chamamos de ferromagnéticos. Uma maneira experimental simples de reconhecermos esses materiais na natureza é observando se o ímã permanente fica ligado com o material escolhido quando são colocados em contato um com o outro. Caso exista uma força de atração coulombiana entre eles, notamos claramente que houve um alinhamento dos *spins* desse material. Caso o material seja não magnético não se verifica esse fenômeno. A exemplo desses materiais temos os plásticos, madeiras, vidros e muitos outros. Os materiais magnéticos são chamados de ferromagnéticos e os não magnéticos de antiferromagnéticos. Os materiais antiferromagnéticos possuem baixa magnetização e alta anisotropia cristalina.

Os materiais magnéticos possuem propriedades específicas, onde as quais podem ser observadas através da determinação de curvas de histerese. Um material antiferromagnético possui histerese estreita indicando que não existe magnetização remanescente significativa, ou seja, o fenômeno de imantação é pouco ou não observável nesses materiais. O caso de uma tesoura ou uma chave de fenda que ficam em contato com um ímã permanente durante certo tempo, após a retirada do ímã a tesoura e a chave de fenda permanecem por certo tempo com as propriedades de imantação, ou seja, tornam-se magnetizados, mas, com o passar do tempo, a ordem magnética deixa de existir e esses objetos se desmagnetizam ($M = 0$). Esse problema tem sido a motivação de muitos pesquisadores dessa área, onde a idéia é justamente produzir materiais com alta magnetização e que não se desmagnetizem com o tempo. Daí a ideia das bicamadas, tricamadas ou mesmo das multicamadas. Neste caso, são inseridos materiais duros, que possuem como características básicas baixa magnetização e alta anisotropia, nessas multicamadas.

Do ponto de vista experimental, as curvas de magnetização versus a intensidade de campo magnético (curva de histerese) informam sobre a dureza dos materiais magnéticos, que podem estar diretamente relacionados com a sua anisotropia cristalina, para o caso das nanoestruturas com mais de um material. A anisotropia magnética é o fenômeno de orientação preferencial da magnetização ao longo de certas direções características de cada material (dificuldade de orientação dos momentos magnéticos). Muito já foi feito nesta linha de trabalho. Temos curvas de histerese para filmes magnéticos finos compostos por bicamadas (ferro/anti-ferro) (AL-OMARI; SELLMYER, 1992), tricamadas (ferro, anti-ferro/ ferro) (LUI, et al, 1997) multicamadas (SHINJO, et al, 1996), etc.

Existem dois fenômenos que devem ser considerados quando queremos obter a curva de histerese de um material magnético qualquer. O primeiro é da reversão magnética que acontecerá devido à presença do campo externo sobre o material magnético permitindo assim a obtenção da curva de histerese e o segundo está relacionado com a temperatura na qual os materiais magnéticos perdem a ordem magnética, impedindo a obtenção da curva de histerese do sistema.

O fenômeno de reversão ocorre quando um campo magnético é aplicado sobre um material magnético, como um pedaço de ferro, por exemplo, os domínios magnéticos (Fig. 2) se alteram buscando orientar-se na direção desse campo externo aplicado ao sistema e causando o fenômeno da reversão magnética

(saturação), caso seja forte o suficiente. Dizemos que o material magnético saturou quando ocorre o giro espontâneo dos momentos magnéticos. Neste caso, o fenômeno de histerese é observado (ASCROFT; MERMIN, 1976). Porém, para pequenos valores de campo externo os momentos magnéticos que se alinham espontaneamente com ele, podem retornar às posições originais se o campo for desligado (removido). Dizemos que este processo é reversível e o fenômeno de histerese não é observado. As primeiras observações de domínios magnéticos foram feitas utilizando a técnica de Bitter (BITTER, 1932), desenvolvida em 1931. Apesar de ser uma técnica simples, permitiu a visualização dos domínios magnéticos. Logo após, Landau e Lifshitz (1935, p. 161) mostraram que a formação de domínios minimizava a energia do sistema.

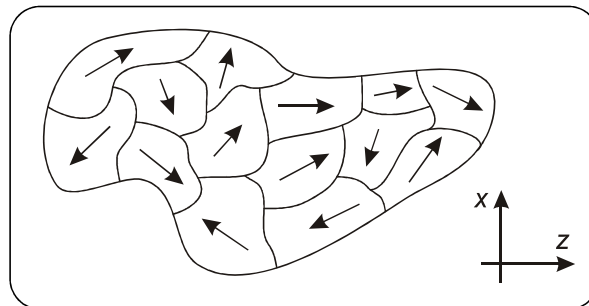


Fig. 2. Representação dos domínios magnéticos de um material qualquer.

O fenômeno de desordem magnética ocorre com qualquer material magnético quando a temperatura torna-se maior que a chamada temperatura crítica do sistema (T_c) ou para o ferro $T = 1043$ K. Esta temperatura representa uma propriedade muito importante tanto do ponto de vista tecnológico quanto teórico, uma vez que acima da temperatura crítica o fenômeno de histerese não pode ser mais observado (ASCROFT; MERMIN, 1976) e muitos desses materiais deixam de ser de interesse comercial. Todavia, para o nosso estudo, não será considerado o fator temperatura.

Um ciclo de histerese típico é mostrado na Fig. 3, onde se pode observar a dependência não-linear entre B e H . Sendo o material ferromagnético, indicado pela curva, estando inicialmente desmagnetizado, à medida que H aumenta (devido ao aumento da corrente) de O até a máxima intensidade de campo aplicada H_{max} , a curva OP vai sendo gerada. Essa curva é denominada como *curva virgem ou curva de magnetização inicial*. Após alcançar a saturação em P , quando H diminui B não retorna pela curva de magnetização inicial, B atrasa em relação a H , sendo este

fenômeno de atraso de B em relação a H chamado de *histerese* (do grego “atraso”). Se H for reduzido à zero, B não o é, mas é reduzido à B_r (*densidade de fluxo remanente*). O valor de B_r depende de H_{\max} . A existência de B_r é a causa de termos ímãs permanentes. Ao inverter o sentido da corrente, H cresce negativamente e B se torna zero quando H se torna H_c , que é conhecida como *intensidade de campo coercitiva*. Materiais os quais H_c é pequeno são ditos magneticamente macios. O valor de H_c depende de H_{\max} .

Ao alcançar Q (devido ao aumento de H na direção negativa) e efetuar a reversão até alcançar P (devido à reversão de H para direção positiva), forma-se uma curva fechada denominada *laço de histerese*. Os formatos dos laços de histerese variam de acordo ao material. Algumas ferritas, por exemplo, tem um laço de histerese quase retangular e são utilizadas em computadores digitais como memórias para armazenamento de dados. A área de um laço de histerese dá a energia perdida (perda histerética) por unidade de volume durante um ciclo de magnetização periódica do material ferromagnético (SADIKU, 2004).

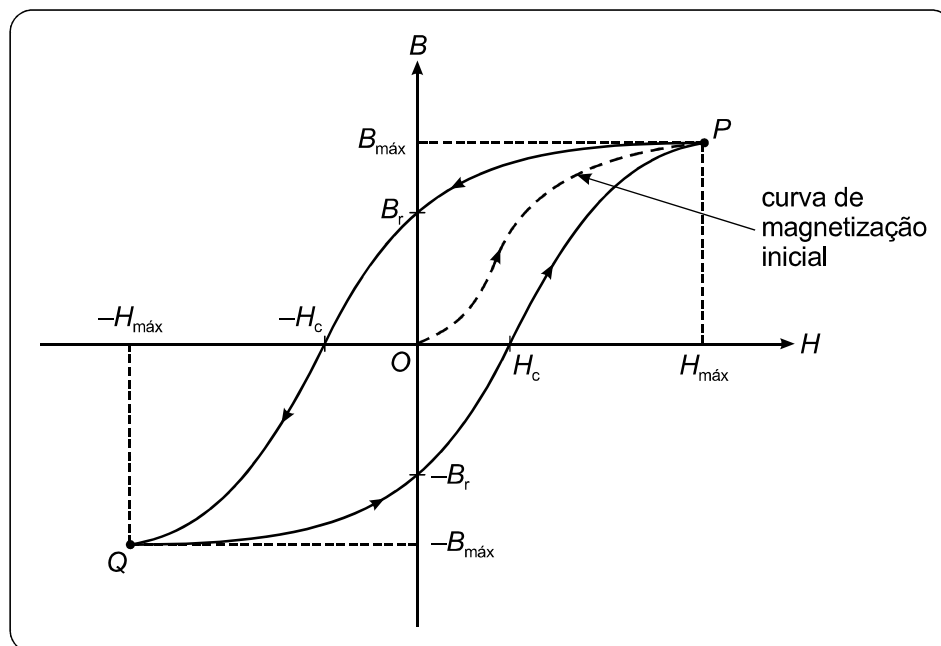


Fig. 3. Laço histerese ou Curva de magnetização típica.

1.2 Energia de Anisotropia

Em um cristal ferromagnético existe uma energia que orienta a imantação, chamamos de direção de fácil imantação. Esta energia recebe o nome de energia

anisotrópica ou energia magneto-cristalina. Admitimos que a anisotropia é uniaxial. Ao movimento que os *spins* fazem, em torno de si e no plano, formando um ângulo de 180° , chamamos de parede de Bloch (Fig. 4).

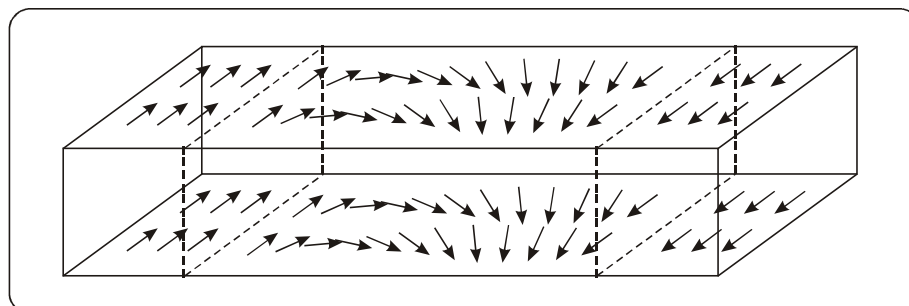


Fig. 4. Parede de Néel (Bloch) entre dois domínios em uma camada fina.

1.3 Classificação dos Corpos Magnéticos

O termo ‘magnéticos’ se aplica a todos os materiais quando se estuda suas propriedades magnéticas. Uma das principais características de qualquer material magnético é a sua imantação J . A imantação é uma magnitude vetorial e é diretamente proporcional à indução B (ou a intensidade H) do campo magnético:

$$J = \chi_m H = \frac{1}{\mu\mu_0} \chi_m B \quad (\text{Eq. 2})$$

Aqui $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m é a **constante magnética**. A magnitude μ , chamada de **permeabilidade magnética relativa** dos meios, indica quantas vezes é maior a indução magnética do campo em um meio dado do que a indução magnética que atua no espaço livre. A magnitude χ_m se chama **susceptibilidade magnética**. Para muitas substâncias χ_m e μ são escalares.

Em geral, podemos utilizar χ_m e μ para classificar os materiais em termos de suas propriedades magnéticas ou de seu comportamento magnético. Um material é considerado *não-magnético* se $\chi_m = 0$ (ou $\mu = 1$). Se isso não se verificar, ele é magnético. Espaço livre, ar e materiais com $\chi_m = 0$ (ou $\mu \approx 1$) são considerados não-magnéticos (SÓLYOM, 2007).

A susceptibilidade magnética pode ser tanto positiva como negativa. Se $\chi_m < 0$, o vetor \vec{J} é antiparalelo ao vetor \vec{H} . As substâncias que obedecem esta

condição recebem o nome de *diamagnéticas*. Quando $\chi_m > 0$, o vetor \vec{J} é paralelo ao vetor \vec{H} . Os materiais magnéticos que possuem esta propriedade se denominam *paramagnéticos*. Na maioria dos casos a susceptibilidade magnética dos materiais paramagnéticos supera, em módulo, a susceptibilidade magnética dos diamagnéticos. Na ausência de campo magnético, a imantação, para os dois materiais, é nula.

Além das substâncias diamagnéticas e paramagnéticas, existe um grande grupo de substâncias que possuem imantação espontânea, ou seja, que tem imantação não-nula mesmo na ausência de campo magnético. As substâncias magnéticas que compõem este grupo se chamam *ferromagnéticas*. Nestas substâncias a susceptibilidade magnética depende de \vec{H} .

Existe, também, um grupo grande de substâncias magneticamente orientadas, nas quais os momentos magnéticos dos *spins* dos átomos com camadas incompletas estão orientados antiparalelamente. A orientação antiparalela de *spins*, como citado anteriormente, se produz quando $\chi_m < 0$. O mesmo que nos ferromagnéticos, a ordem magnética se manifesta desde 0 K até certa temperatura crítica θ_n , chamada de *temperatura de Néel*. Sendo antiparalela a orientação dos momentos magnéticos localizados, a imantação resultante do cristal é nula se tem o *antiferromagnetismo*. Se, nestas mesmas condições, não existe uma compensação total do momento magnético, obtém-se o *ferrimagnetismo*. A Fig. 5 mostra os diversos tipos de ordenação magnética. Os ferrimagnéticos mais típicos são as ferritas. No nosso trabalho, estudamos apenas materiais ferromagnéticos.

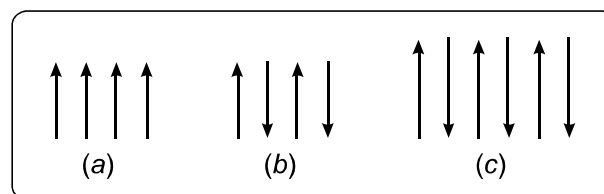


Fig. 5. Ordenação dos momentos magnéticos de *spins*: (a) ferromagnéticos, (b) antiferromagnéticos e (c) ferrimagnéticos.

Uma classificação mais geral, com relação à susceptibilidade e à permeabilidade magnética, pode ser observada na Tabela 1 a seguir.

Tabela 1. Comportamento dos materiais magnéticos

Material	χ	μ
Diamagnético	<0	<1
Paramagnético	>0	>1
Ferromagnético	>>0	>>1
Ferrimagnético	>>0	>>1
Antiferromagnético	>0	>1

Fonte: NOVAK, p. 4.

1.3.1 Interações de Troca dos materiais ferromagnéticos

Sabe-se que os materiais ferromagnéticos são conhecidos por terem magnetização espontânea. Isso ocorre devido às interações de troca entre os momentos magnéticos atômicos. As principais interações de troca possíveis são:

- dipolo-dipolo;
- interação de troca direta;
- interação de troca indireta ou supertroca;
- interação de troca indireta em semicondutores (*Bloembergen-Rowland*).

Para o nosso estudo consideramos a interação de troca direta, que é representada pelo famoso hamiltoniano de Heisenberg:

$$\mathcal{H} = -2J_{ij}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (\text{Eq. 3})$$

Que representa a interação entre dois *spins* S_i e S_j e pode ser escrita independentemente do mecanismo específico da troca – embora a força de junção J_{ij} (ou integral de troca) dependa do caráter da troca e na separação de giros atômicos. Partindo da fórmula geral ao caso quando são organizados giros atômicos em uma estrutura cristalina regular, a equação de interação de troca ou hamiltoniano de Heisenberg é representada por (SÓLYOM, 2007, p. 470):

$$\mathcal{H} = -\sum_{ij} J_{ij} S_i \cdot S_j \quad (\text{Eq. 4})$$

1.4 Algoritmo de Campo Efetivo Autoconsistente

Considere uma bicamada magnética genérica constituída por dois materiais, um mole (*soft*, baixa anisotropia) e um duro (*hard*, alta anisotropia), que possuem juntas 8 camadas atômicas, tais que suas interações estão representadas na Fig. 6.

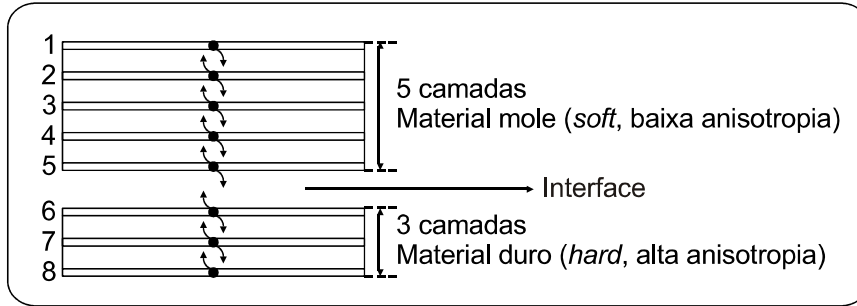


Fig. 6. Representação de uma bicamada genérica contendo, o material mole, 5 camadas e, o material duro, 3 camadas.

Para a energia de troca (*Exchange Spring*), temos:

1ª Camada (camada inicial): ocorre troca apenas entre os planos atômicos 1 e 2.

$$J_s \underbrace{\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_0}_0 + J_s \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = J_s \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \quad (\text{Eq. 5})$$

2ª Camada: ocorre troca entre os planos atômicos 2 e 1 e 2 e 3.

$$J_s \vec{S}_2 \cdot \vec{S}_1 + J_s \vec{S}_2 \cdot \vec{S}_3 = J_s (\vec{S}_2 \cdot \vec{S}_1 + \vec{S}_2 \cdot \vec{S}_3) \quad (\text{Eq. 6})$$

3ª Camada: ocorre troca entre os planos atômicos 3 e 2 e 3 e 4.

$$J_s \vec{S}_3 \cdot \vec{S}_2 + J_s \vec{S}_3 \cdot \vec{S}_4 = J_s (\vec{S}_3 \cdot \vec{S}_2 + \vec{S}_3 \cdot \vec{S}_4) \quad (\text{Eq. 7})$$

4ª Camada: ocorre troca entre os planos atômicos 4 e 3 e 4 e 5.

$$J_s \vec{S}_4 \cdot \vec{S}_3 + J_s \vec{S}_4 \cdot \vec{S}_5 = J_s (\vec{S}_4 \cdot \vec{S}_3 + \vec{S}_4 \cdot \vec{S}_5) \quad (\text{Eq. 8})$$

5ª Camada: ocorre troca entre os planos atômicos 5 e 4 e 5 e 6.

$$J_s \vec{S}_5 \cdot \vec{S}_4 + J_{\text{int}} \vec{S}_5 \cdot \vec{S}_6 \quad (\text{Eq. 9})$$

6ª Camada: ocorre troca entre os planos atômicos 6 e 5 e 6 e 7.

$$J_{\text{int}} \vec{S}_6 \cdot \vec{S}_5 + J_h \vec{S}_6 \cdot \vec{S}_7 \quad (\text{Eq. 10})$$

7ª Camada: ocorre troca entre os planos atômicos 7 e 6 e 7 e 8.

$$J_h \vec{S}_7 \cdot \vec{S}_6 + J_h \vec{S}_7 \cdot \vec{S}_8 = J_h (\vec{S}_7 \cdot \vec{S}_6 + \vec{S}_7 \cdot \vec{S}_8) \quad (\text{Eq. 11})$$

8ª Camada (camada final): ocorre troca apenas entre os planos atômicos 7 e 8.

$$J_h \vec{S}_8 \cdot \vec{S}_7 + J_h \underbrace{\vec{S}_8 \cdot \vec{S}_9}_0 = J_h \vec{S}_8 \cdot \vec{S}_7 \quad (\text{Eq. 12})$$

Generalizando, para $1 \leq l < n < m$, com l, n e $m \in \mathbb{N}$, temos:

Para a camada inicial:

$$J \vec{S}_l \cdot \vec{S}_{l+1} \quad (\text{Eq. 13})$$

$$J \vec{S}_l \cdot \vec{S}_{l+1} \quad (\text{Eq. 14})$$

Para a n -ésima camada:

$$J (\vec{S}_n \cdot \vec{S}_{n-1} + \vec{S}_n \cdot \vec{S}_{n+1}) \quad (\text{Eq. 15})$$

Para a camada final:

$$J \vec{S}_m \cdot \vec{S}_{m-1} \quad (\text{Eq. 16})$$

Sabemos que,

$$\vec{A} = A (\cos \theta \hat{z} + \text{sen } \theta \hat{r}) \quad (\text{Eq. 17})$$

e

$$\vec{A} \cdot \vec{B} = AB \cos \theta \quad (\text{Eq. 18})$$

Logo,

$$\vec{S}_n = S_n (\cos \theta_n \hat{z} + \text{sen } \theta_n \hat{x}) \quad (\text{Eq. 19})$$

$$\vec{S}_{n+1} = S_{n+1} (\cos \theta_{n+1} \hat{z} + \text{sen } \theta_{n+1} \hat{x}) \quad (\text{Eq. 20})$$

Então,

$$\begin{aligned} \vec{S}_n \cdot \vec{S}_{n+1} &= S_n S_{n+1} (\cos \theta_n \cos \theta_{n+1} + \text{sen } \theta_n \text{sen } \theta_{n+1}) = \\ &= S_n S_{n+1} \cos (\theta_n - \theta_{n+1}) \end{aligned} \quad (\text{Eq. 21})$$

$$\begin{aligned} \vec{S}_n \cdot \vec{S}_{n-1} &= S_n S_{n-1} (\cos \theta_n \cos \theta_{n-1} + \text{sen } \theta_n \text{sen } \theta_{n-1}) = \\ &= S_n S_{n-1} \cos (\theta_n - \theta_{n-1}) \end{aligned} \quad (\text{Eq. 22})$$

$$\vec{S}_n \cdot \vec{H} = S_n H \cos \theta_n \quad (\text{Eq. 23})$$

A equação de energia do material magnético

$$E_m = -\sum_{n=1}^N J_n (\vec{S}_n \cdot \vec{S}_{n+1} + \vec{S}_n \cdot \vec{S}_{n-1}) - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N K_n (S_n^z)^2 - g\mu_B \sum_{n=1}^N \vec{S}_n \cdot \vec{H}_{\text{ext}} \quad (\text{Eq. 24})$$

Os vetores podem ser escritos como combinação linear de suas componentes, onde consideramos a energia do sistema nas direções x e z, logo:

$$\vec{S}_n = S_n^x \hat{i} + S_n^z \hat{k} \quad (\text{Eq. 25})$$

$$\vec{S}_{n+1} = S_{n+1}^x \hat{i} + S_{n+1}^z \hat{k} \quad (\text{Eq. 26})$$

$$\vec{S}_{n-1} = S_{n-1}^x \hat{i} + S_{n-1}^z \hat{k} \quad (\text{Eq. 27})$$

$$\vec{H}_{\text{ext}} = H_{\text{ext}}^x \hat{i} + H_{\text{ext}}^z \hat{k} \quad (\text{Eq. 28})$$

Então:

$$\vec{S}_n \cdot \vec{S}_{n+1} = (S_n^x \hat{i} + S_n^z \hat{k}) \cdot (S_{n+1}^x \hat{i} + S_{n+1}^z \hat{k}) = S_n^x S_{n+1}^x + S_n^z S_{n+1}^z \quad (\text{Eq. 29})$$

$$\vec{S}_n \cdot \vec{S}_{n-1} = (S_n^x \hat{i} + S_n^z \hat{k}) \cdot (S_{n-1}^x \hat{i} + S_{n-1}^z \hat{k}) = S_n^x S_{n-1}^x + S_n^z S_{n-1}^z \quad (\text{Eq. 30})$$

$$\vec{S}_n \cdot \vec{H}_{\text{ext}} = (S_n^x \hat{i} + S_n^z \hat{k}) \cdot (H_{\text{ext}}^x \hat{i} + H_{\text{ext}}^z \hat{k}) = S_n^x H_{\text{ext}}^x + S_n^z H_{\text{ext}}^z \quad (\text{Eq. 31})$$

Finalmente,

$$E_n = -\sum_{n=1}^N J_n (S_n^x S_{n+1}^x + S_n^z S_{n+1}^z + S_n^x S_{n-1}^x + S_n^z S_{n-1}^z) - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N K_n (S_n^z)^2 - g\mu_B \sum_{n=1}^N (S_n^x H_{\text{ext}}^x + S_n^z H_{\text{ext}}^z) \quad (\text{Eq. 32})$$

As componentes do campo efetivo H_{eff} são dadas por

$$H_{\text{eff}}^i = -\frac{1}{g\mu_B} \cdot \frac{\partial E_l}{\partial S_l^i}, \text{ onde } i = x, y, z, t, \dots \quad (\text{Eq. 33})$$

Daí, para o nosso modelo temos:

$$H_{\text{eff}}^x = -\frac{1}{g\mu_B} \cdot \frac{\partial E_l}{\partial S_l^x} \quad (\text{Eq. 34})$$

$$H_{\text{eff}}^z = -\frac{1}{g\mu_B} \cdot \frac{\partial E_l}{\partial S_l^z} \quad (\text{Eq. 35})$$

Então,

$$H_{\text{eff}}^x = -\frac{1}{g\mu_B} \left[-J_l (S_{l+1}^x + S_{l-1}^x) - g\mu_B H_{\text{ext}}^x \right] = \frac{J_l}{g\mu_B} (S_{l+1}^x + S_{l-1}^x) + H_{\text{ext}}^x \quad (\text{Eq. 36})$$

$$\begin{aligned} H_{\text{eff}}^z &= -\frac{1}{g\mu_B} \left[-J_l (S_{l+1}^z + S_{l-1}^z) - 2\frac{K_l}{2} S_l^z - g\mu_B H_{\text{ext}}^z \right] \\ &= \frac{J_l}{g\mu_B} (S_{l+1}^z + S_{l-1}^z) + \frac{K_l}{g\mu_B} S_l^z + H_{\text{ext}}^z \end{aligned} \quad (\text{Eq. 37})$$

A equação de Landau e Lifshitz (1935), para o movimento dos *spins*, é dada por:

$$\frac{d\vec{S}_n}{dt} = \gamma \cdot \vec{S}_n \times \vec{H}_{\text{eff}, n} \quad (\text{Eq. 38})$$

O Mínimo de Energia ocorre quando a variação temporal dos *spins* no material magnético for zero.

$$\frac{d\vec{S}_n}{dt} = 0, \forall n \quad (\text{Eq. 39})$$

Dessa forma, S_n será paralelo ao Campo Magnético Efetivo $H_{\text{eff}, n}$.

$$\vec{S}_n \times \vec{H}_{\text{eff}, n} = 0 \quad (\text{Eq. 40})$$

ou

$$S_n^x H_n^z - S_n^z H_n^x = 0 \quad (\text{Eq. 41})$$

As equações de mínimo para cada região do material magnético são:

- Superfície (primeiro plano, $n = 1$)

$$JS_1^2 \sin(\theta_2 - \theta_1) + K_1 S_1^2 \sin 2\theta_1 + g\mu_B S_1 H_z \sin \theta_1 = 0 \quad (\text{Eq. 42})$$

$$JS_1^2 \sin(\theta_2 - \theta_1) = -K_1 S_1^2 \sin 2\theta_1 - g\mu_B S_1 H_z \sin \theta_1 \quad (\text{Eq. 43})$$

- Entre planos ($1 < l < n$ ou $l = 2, 3, \dots, n-1$, $l \in \mathbb{N}$)

$$JS_l^2 \left[\sin(\theta_{l+1} - \theta_l) + \sin(\theta_l - \theta_{l-1}) \right] + K_l S_l^2 \sin 2\theta_l + g\mu_B S_l H_z \sin \theta_l = 0 \quad (\text{Eq. 44})$$

$$JS_l^2 \left[\sin(\theta_{l+1} - \theta_l) = -\sin(\theta_l - \theta_{l-1}) \right] - K_l S_l^2 \sin 2\theta_l + g\mu_B S_l H_z \sin \theta_l \quad (\text{Eq. 45})$$

- Último plano atômico (n)

$$JS_n^2 \sin(\theta_n - \theta_{n-1}) + K_n S_n^2 \sin 2\theta_n + g\mu_B S_n H_z \sin \theta_n = 0 \quad (\text{Eq. 46})$$

$$JS_n^2 \sin(\theta_n - \theta_{n-1}) = -K_n S_n^2 \sin 2\theta_n - g\mu_B S_n H_z \sin \theta_n \quad (\text{Eq. 47})$$

Para dois Materiais (Bicamada) as interações são semelhantes, adicionadas apenas da interação de troca de interface entre eles (Fig. 7).

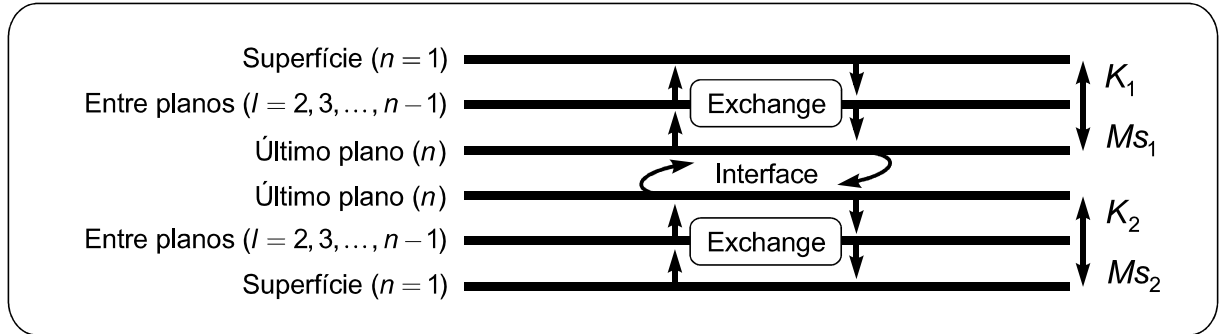


Fig. 7. Interações de troca entre uma bicamada magnética genérica

A magnetização (M) é dada por

$$M_n = M_s \cos \theta_n \quad (\text{Eq. 48})$$

$$M_n = M_s \sin \theta_n \quad (\text{Eq. 49})$$

onde o ângulo θ_n representa a posição de mínimo local dos *spins* no filme magnético.

CAPÍTULO II

2 METODOLOGIA

O estudo foi realizado através de pesquisa bibliográfica, onde foi feita uma vasta revisão sobre a magnetização em livros didáticos de física básica e avançada, como também, de alguns artigos, dissertações e teses. No primeiro momento, estudamos os materiais magnéticos do tipo: diamagnético, paramagnético, ferromagnético, ferrimagnético e antiferromagnético. Todo o estudo foi concebido de forma teórica, sem experimentos ou uso de instrumentação prática, ainda, visto que, não há recursos para tal. Num segundo momento, nos aprofundamos um pouco mais sobre os materiais magnéticos, quando levamos em consideração o tipo de hamiltoniano que iremos estudar. Nosso hamiltoniano é composto pelas seguintes interações energéticas: as interações advindas da energia de troca direta entre planos atômicos, a energia anisotrópica uniaxial na direção z e a energia Zemann pela aplicação de um campo magnético externo, H_{ext} . O ponto de interesse é encontrar a equação de mínimo de energia, que ocorre quando os *spins* estiverem alinhados no material magnético. O campo efetivo H_{eff}^z e H_{eff}^x são as equações de mínimo de energia para o nosso hamiltoniano. No terceiro momento, escolhemos uma linguagem de programação (Fortran 77) para criarmos nosso Algoritmo de Campo Efetivo Autoconsistente (ACEA). O motivo de usarmos o Fortran e não C, C++, etc., foi à facilidade na forma de programar que essa linguagem oferece para obtenção de dados numéricos. O programa ACEA foi construído com o objetivo de representar uma bicamada magnética. Embora, a idéia inicial desse trabalho fosse estudar primeiramente as histereses magnéticas dos materiais magnéticos acoplados, esse programa nos permite obter dados para um único material magnético com grande facilidade. Para isso basta fornecer apenas os dados iniciais para um único material magnético. A vantagem de criarmos um programa numérico para uma bicamada é justamente pelo fato de o acoplamento magnético e a anisotropia magnética provocarem grandes mudanças nas propriedades magnéticas

intrínsecas para a combinação magnética. Outro ponto importante desse programa é que ele simula interações entre planos atômicos e entre os materiais magnéticos. O desenvolvimento teórico das equações mostra claramente esse comportamento. Os dados obtidos pela simulação serão avaliados qualitativamente através das histereses magnéticas. As curvas de histerese podem ser construídas em qualquer programa de construção de gráficos, por exemplo, Programas de Planilhas de Dados, *Excel*, *Maple*, *Matlab*, *Grapher*, *Origin* e muitos outros, isto, por que nosso ACEA nos fornece um banco de dados com os valores do campo externo H_{ext} e da energia resultante para o referido valor de campo externo. Quando os *spins* se alinham, a energia resultante não mais se altera e o programa encerra.

CAPÍTULO III

3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Determinamos inicialmente o hamiltoniano do sistema magnético, considerando três tipos de interações: energia de troca, energia anisotrópica uniaxial e energia Zeeman. A energia de troca descreve o sistema magnético considerando interações entre camadas de planos atômicos. A magnetização de saturação é obtida a partir da aplicação de um campo magnético externo, H_{ext} , sobre o material. Inicialmente, aplicamos este campo na direção da componente z (positivo), no sentido oposto à força anisotrópica uniaxial, até ocorrer o alinhamento dos *spins* no material, indicando o valor máximo da magnetização e gerando a primeira curva da histerese. Em seguida, invertemos o campo H_{ext} , aplicando na direção da componente z (negativa), até ocorrer novamente o alinhamento dos *spins* com o campo H_{ext} nesse novo sentido, gerando a segunda curva que corresponde ao retorno da histerese. A histerese magnética mostra a intensidade da magnetização do material considerado. Assim, podemos classificar os materiais quanto ao valor de sua magnetização. Após esta análise foi observado que materiais magnéticos que possuem grande magnetização perdem sua ordem magnética quando expostos a outros campos magnéticos. Fato este, que atinge diretamente os princípios básicos para construção dos ímãs permanentes.

Tendo em vista toda a problemática, foi utilizado o ACEA para a geração das curvas de histerese. Na curva genérica a seguir, são identificados campos importantes para o estudo das propriedades magnéticas através das curvas de histerese.

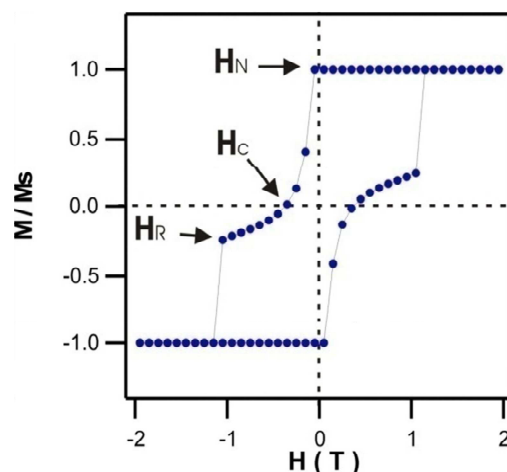


Fig. 8. Identificação dos Campos de Nucleação (H_N), Campo Coercitivo (H_C) e Campo de Reversão (H_R).

O Campo de Nucleação, Fig. 8, corresponde ao primeiro momento de iminência do giro na orientação dos *spins* no material magnético, ou seja, $M = M_s$. O Campo Coercitivo ocorre quando M/M_s é nula, ou seja, $M = 0$. Já o Campo de Reversão é o último momento de iminência capaz de girar completamente todos os *spins* do material magnético.

Os gráficos abaixo, Fig. 9, representam o comportamento da histerese magnética à medida que aplicamos um campo externo que varia de forma angular com a energia anisotrópica uniaxial.

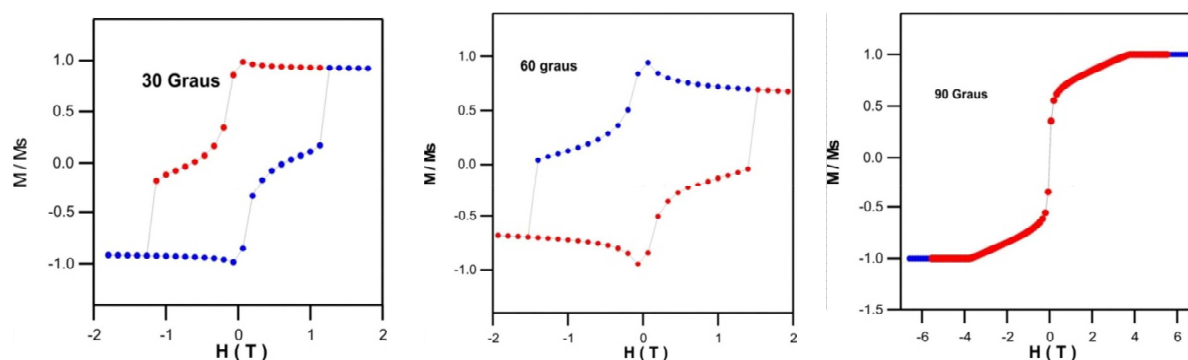


Fig. 9. Variação do ângulo de aplicação do campo externo.

É evidente, pela Fig. 9, que a medida da energia de imantação oriunda do movimento dos *spins* devido à aplicação do campo externo diminui gradativamente, à medida que o campo externo torna-se perpendicular à anisotropia uniaxial (histerese fechada), pois a energia anisotrópica uniaxial oferece resistência máxima à ordem magnética na direção da componente z .

Na Tabela 2 estão discriminados os valores teóricos das constantes: anisotrópica, magnética de saturação e de campo de troca entre planos atômicos (*Exchange Spring*), para os filmes de Ferro de Samário-Cobalto. Observe que a constante anisotrópica do Sm-Co é da ordem 10^4 vezes maior que a constante anisotrópica do Fe, o que justifica o fato de considerarmos o Ferro como material mole (*soft*) e o Samário-Cobalto um material duro (*hard*). A distância entre os planos atômicos tanto do Fe como Sm-Co é da ordem de 2,0 Å.

Tabela 2. Parâmetros dos Materiais

	Símbolo	Ferro (Fe)	Samário-Cobalto (Sm-Co)	Unidades
Anisotropias	K	10^3	5×10^7	ergs/cm ³
Magnetização de saturação	M_s	1700	550	emu/cm ³
Campo de troca	J_{int}	$2,8 \times 10^{-6}$	$1,2 \times 10^{-6}$	ergs/cm
Distância entre planos atômicos	d	2,0	2,0	Å

Fonte: (FULLERTON; JIANG; BADER, 1999)

Usando os dados da Tabela 2 foi possível construir as curvas de histerese para os dois materiais isoladamente.

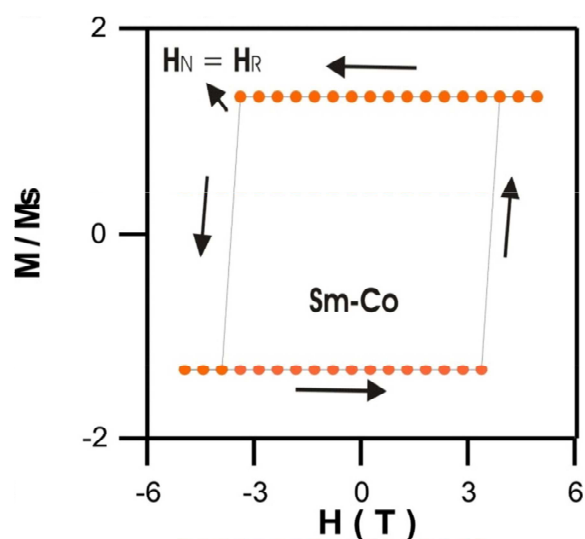


Fig. 10. Curva de Histerese do Samário-Cobalto (único material), onde a parede de domínio é bastante pequena.

A curva de histerese do Samário-Cobalto, Fig. 10, demonstra uma curva de histerese larga, com alto campo coercitivo e de nucleação, mostrando a dificuldade de orientação dos *spins* deste material.

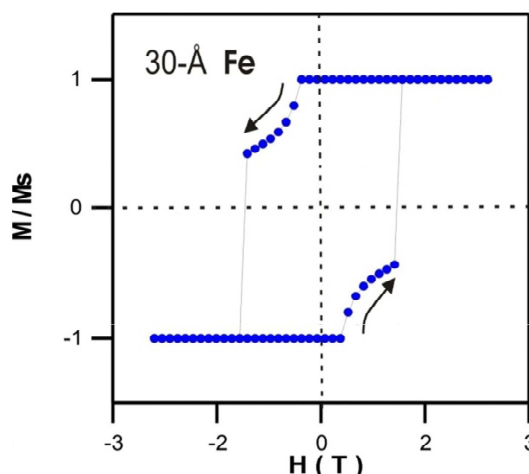


Fig. 11. Curva de Histerese do Ferro (único material) com espessura de 30 Å.

Na curva de histerese do Fe, Fig. 11, observou-se uma diminuição dos campos de nucleação, coercitivo e de reversão, quando comparados com a curva de histerese do Sm-Co. Como o Fe é um material mole a curva de histerese foi a esperada.

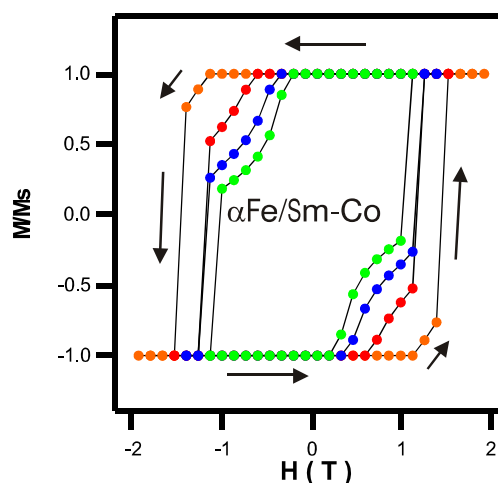


Fig. 12. Histerese da bicamada de Fe/Sm-Co com a espessura do ferro variando entre os valores de 40 à 100 Å.

As curvas de histerese apresentadas a partir da Fig. 12 são para uma bicamada magnética, ou seja, para dois materiais magnéticos acoplados. Os materiais magnéticos usados são Fe e Sm-Co. O campo de interface é dado por

$H_{\text{int},n} = J_{\text{int}} / g\mu_B S_{n\pm 1}$, onde J_{int} é a constante de troca. O índice n indica em quais dos materiais o campo de interface se encontra.

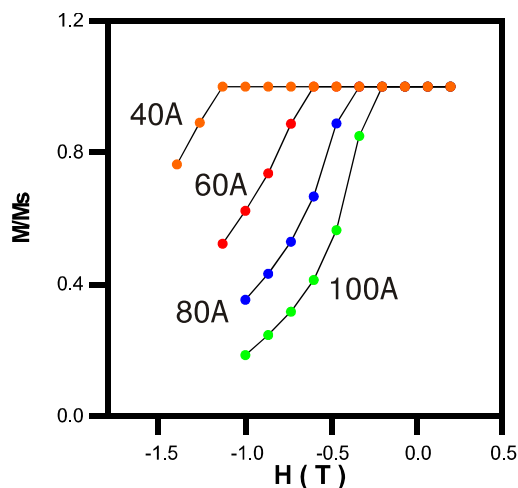


Fig. 13. Ampliação do lado superior esquerdo da histerese (Fig. 12) mostrando o campo de nucleação de acordo com aumento da espessura α do ferro.

O campo de nucleação da bicamada diminuiu à medida que foi aumentada a espessura do ferro, conseqüentemente, as propriedades magnéticas desta bicamada alteram-se, indicando menores valores de BH . Aumentar a espessura do Ferro com o intuito de aumentar a magnetização da bicamada não é relevante. O gráfico a seguir (Fig. 14) comprova este fato.

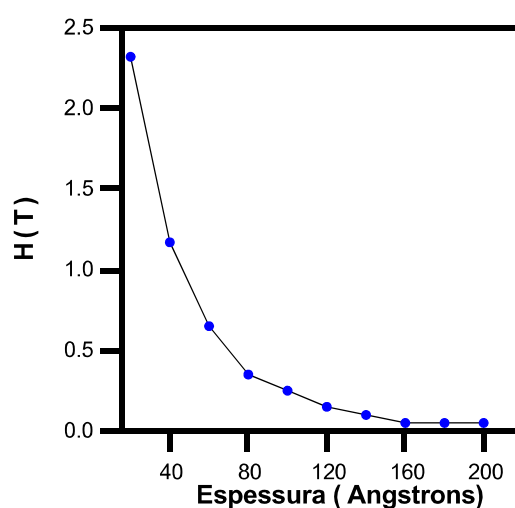


Fig. 14. Campo de nucleação em função da espessura do Ferro.

Na Fig. 14 é mostrado o comportamento do campo de nucleação em função do aumento da espessura do Ferro. Nestas condições, o campo de nucleação tende a zero.

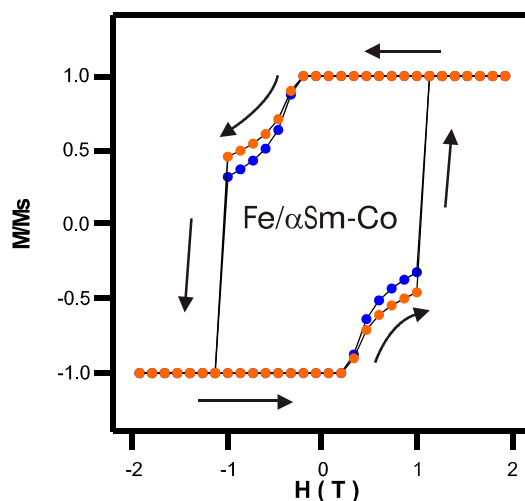


Fig. 15. Histerese da bicamada de Fe/Sm-Co com a espessura do Sm-Co variando entre os valores de 140 à 240 Å.

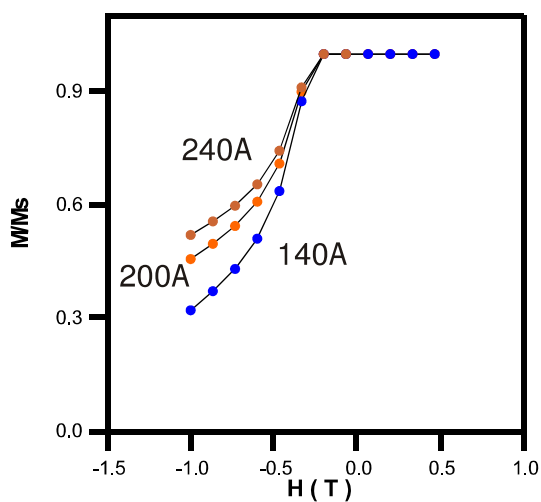


Fig. 16. Ampliação do lado superior esquerdo da histerese (Fig. 15) mostrando o campo de nucleação de acordo com aumento da espessura a do Sm-Co.

Observou-se na Fig. 16 que não se faz necessário aumentar a espessura do Sm-Co, pois o campo de nucleação ocorre aproximadamente no mesmo valor de campo externo. O valor de BH não aumenta com a espessura do Sm-Co.

CONSIDERAÇÕES FINAIS

Após estudarmos as curvas de histerese do Fe e do Sm-Co, tanto os materiais estando isolados como acoplados na forma de uma bicamada magnética e utilizando um método numérico ACEA, observamos que a curva de histerese do Fe (isolado) possui pequeno alargamento em comparação à curva de histerese do Sm-Co (isolado).

Os dois materiais magnéticos isolados apresentam curvas de histerese bastante distintas e os valores de campo externo aplicado sobre eles também o são, isto mostra a dificuldade da criação de ímãs permanentes só com o Sm-Co, porém, esse tipo de ímã possui baixo valor para BH , pois sua magnetização (B) é baixa.

A dureza magnética dos ímãs de Sm-Co é maior que a dos ímãs compostos por Fe, caracterizando o fato dos ímãs de Sm-Co manterem a ordem magnética a temperaturas mais elevadas que os de Fe. No caso da bicamada de Fe/Sm-Co temos um ganho na intensidade da magnetização, porém a dureza magnética se torna menor que a do Sm-Co isolado.

Em uma bicamada de Fe/Sm-Co, a espessura do Fe deve ser limitada, pois para valores elevados o campo de nucleação é baixo. Quanto à espessura do Sm-Co, também deve possuir espessura limitada, visto que o aumento desta não eleva os campos de nucleação e coercitivo da bicamada. Este limite corresponde a valores pequenos para ambos os materiais. Os dados que foram obtidos para a bicamada magnética, com um material de alta magnetização e baixa anisotropia e outro com baixa magnetização e alta anisotropia, mostram uma maior dureza da ordem magnética, isto porque, os *spins* do material de maior anisotropia, sustentam a ordem magnética daqueles *spins* do material magnético vizinho, que são de baixa anisotropia.

Como continuidade desse trabalho, poderíamos buscar limitar valores específicos para estes materiais e assim definir espessuras que melhor determinasse as intensidades de energia magnética (BH) da bicamada para determinados sistemas físicos. Tricamadas e/ou multicamadas magnéticas podem ser construídas a partir do momento em que se define a espessura de interesse físico. Um parâmetro de grande interesse das tricamadas e/ou multicamadas é a

constante de interface. A influência da temperatura também é um parâmetro importante para descrever a ordem magnética dessas bicamadas.

REFERÊNCIAS

- AL-OMARI, I. A.; SELLMYER, D. J. **Phys.** 1992. v. 52, p. 34-41.
- ASCROFT, N. W.; MERMIN, N. D. **Solid State Physics**. New York: Saunders College, 1976.
- ASSIS JR., Pedro Carlos de. **Excitações de Bicamadas Ferromagnéticas**. Natal: UFRN-DFTE, 2004. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, 2004.
- BITTER, F. **Experimentes on the nature of ferromagnetic**. *Phys. Rev.*, 1932. v. 41. p. 507-515.
- CRAICK, Derek J. **Magnetism: principles and applications**. Chichester: Wiley, 1995.
- FULLERTON, E. E. JIANG, J. S. BADER, S. D. **J. Magn. Magn. Mater.** 200 (1999) 392-404
- LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. **On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies**, *Phys. Z. Sowjetunio*, 1935. p. 153-169, v. 8.
- LUI, J. P. et al. **IEEE Trans. Magn.**, 1997. v. 33. 3709 p.
- MAGTEK – Soluções Magnéticas. **Samário-Cobalto**. Acesso em: 07/04/2009. Disponível em: <<http://www.magtek.com.br/imas.asp?ima=6>>.
- NOVAK, Miguel A. **Introdução ao Magnetismo**. IF-UFRJ. Acesso em: 04/09/2008. Disponível em: <<http://www.cbpf.br/~labmag/miguel.pdf>>.
- SADIKU, Matthew N. O. **Elementos de Eletromagnetismo**. 3. ed. Porto Alegre: Bookman, 2004. 687 p.
- SHINJO, M. et al. **J. Magn. Magn. Mater.** 1996, v. 161.
- SÓLYOM, Jenő. **Fundamentals of the Physics of Solids: Volume I – Structure and Dynamics**. New York: Springer, 2007.

ANEXOS

TETA=TETA*PI/180.

TOLL=1.0E-05

```
C-----  
C                               INICIANDO PROGRAMA  
C-----
```

DELHEXT=(HF-HI)/(NH-1)
HEX=HI-DELHEXT

```
C-----  
DO 20 IS=1,NSPIN  
  TETA10(IS)=DELTETA*PI  
  S(IS)=SPIN  
20  CONTINUE  
  IF(HI.LT.0.) THEN  
    DO 30 IS=1,NSPIN  
      TETA10(IS)=DELTETA*PI+PI  
30  CONTINUE  
  ENDIF
```

DO 40 I=1,NH
HEX=HEX+DELHEXT
SX1=0.
SZ1=0.

HEXX=HEX*DSIN(TETA)
HEXZ=HEX*DCOS(TETA)

```
DO 50 ISS=1,NSPIN  
  TETA1(ISS)=TETA10(ISS)+DELTETA*PI  
50  CONTINUE  
  ICONT=0  
60  ICONT=ICONT+1  
  IF(ICONT.GT.NCHECK)GO TO 110  
  DO 70 ISS=1,NSPIN  
    TETA10(ISS)=TETA1(ISS)  
70  CONTINUE
```

```
C-----  
C                               PRIMEIRO PLANO MAGNÉTICO  
C-----
```

Hz=EXCH1*DCOS(TETA1(2))+
+ ANIS1*DCOS(TETA1(1))+HEXZ

Hx=EXCH1*DSIN(TETA1(2))+HEXX

TETA1(1)=DATAN2(Hx,HZ)

C-----
C PLANOS INTERMEDIARIOS
C-----

DO 80 ISR=2, FILME1-1
 ISP=ISR+1
 ISM=ISR-1

 Hz=EXCH1*DCOS (TETA1 (ISP)) +
+ EXCH1*DCOS (TETA1 (ISM)) +
+ ANIS1*DCOS (TETA1 (ISR)) + HEXZ

 Hx=EXCH1*DSIN (TETA1 (ISP)) +
+ EXCH1*DSIN (TETA1 (ISM)) +HEXX

 TETA1 (ISR) =DATAN2 (Hx, Hz)

80 CONTINUE

C-----
C ÚLTIMO PLANO DO PRIMEIRO MATERIAL MAGNÉTICO
C-----

 Hz=EXCH1*DCOS (TETA1 (FILME1-1)) +
+ ANIS1*DCOS (TETA1 (FILME1)) + HEXZ

 Hz=Hz+JINTER1*DCOS (TETA1 (FILME1+1))

 Hx=EXCH1*DSIN (TETA1 (FILME1-1)) +HEXX

 Hx=Hx+JINTER1*DSIN (TETA1 (FILME1+1))

 TETA1 (FILME1) =DATAN2 (Hx, Hz)

C-----
C PRIMEIRO PLANO DO SEGUNDO MATERIAL MAGNÉTICO
C-----

 Hz=EXCH2*DCOS (TETA1 (FILME1+2)) +
+ ANIS2*DCOS (TETA1 (FILME1+1)) +HEXZ

 Hz=Hz+JINTER2*DCOS (TETA1 (FILME1))

 Hx=EXCH2*DSIN (TETA1 (FILME1+2)) +HEXX

 Hx=Hx+JINTER2*DSIN (TETA1 (FILME1))

 TETA1 (FILME1+1) =DATAN2 (Hx, Hz)

C-----
C PLANOS INTERMEDIARIOS
C-----

DO 90 ISR=FILME1+2, NSPIN-1

```

ISP=ISR+1
ISM=ISR-1

Hz=EXCH2*DCOS (TETA1 (ISP) )+EXCH2*DCOS (TETA1 (ISM) ) +
+ ANIS2*DCOS (TETA1 (ISR) )+HEXZ

Hx=EXCH2*DSIN (TETA1 (ISP) )+EXCH2*DSIN (TETA1 (ISM) )+HEXX

TETA1 (ISR) =DATAN2 (Hx, Hz)

90 CONTINUE

C-----
C          ÚLTIMO PLANO
C-----

Hz=EXCH2*DCOS (TETA1 (NSPIN-1) ) +
+ ANIS2*DCOS (TETA1 (NSPIN) )+HEXZ

Hx=EXCH2*DSIN (TETA1 (NSPIN-1) )+HEXX

TETA1 (NSPIN) =DATAN2 (Hx, Hz)

C-----

DO 100 IN=1, NSPIN

DA=DABS (TETA1 (IN) -TETA10 (IN) )

DB=DABS (TOLTETA)

IF (DA.GT.DB) GO TO 60

100 CONTINUE

C-----
C          CÁLCULO DA MAGNETIZAÇÃO
C-----

SX1=0.
SZ1=0.
SXT=0.
SZT=0.

110 CONTINUE

DO 120 IM=1, NSPIN
SZ1=SZ1+S (IM) *DCOS (TETA1 (IM) )
SX1=SX1+S (IM) *DSIN (TETA1 (IM) )

WRITE (5, 200) IM, TETA1 (IM) *180./PI

120 CONTINUE

```

```

200     FORMAT (I4, F12.4)

        SZ1=SZ1/NSPIN
        SX1=SX1/NSPIN

        SZT=NSPIN*SZ1
        SXT=NSPIN*SX1

        DO 130 IN=1, NSPIN

        WRITE (2, 300) IN, TETA1 (IN) *180./PI,
*           S (IN), I, NH, ICONT, NCHECK

        WRITE (4, 300) IN, TETA1 (IN) *180./PI,
*           S (IN), I, NH, ICONT, NCHECK
        IF (IN.EQ.FILME2) THEN

        WRITE (*, *) ' _____ '
        WRITE (4, *) ' _____ '
        WRITE (2, 400) ICONT, HEX, SX1, SZ1, I, NH
        WRITE (4, 400) ICONT, HEX, SX1, SZ1, I, NH
        ENDIF

130     CONTINUE

WRITE (*, *) '===== '
        WRITE (4, *) '===== '

300     FORMAT (2X, I4, 2X, 1F12.4, 1X, F9.3,
+           ' (, I3, '/', I3, ') ', I8, '/', I8)

        WRITE (3, 500) HEX*(8.24)*10**(2), SX1, SZ1, SXT, SZT
40     CONTINUE

400     FORMAT (/, I8, 3F16.8, ' (, I3, '/', I3, ') ')

500     FORMAT (5F20.8)

        PRINT*, 'FIM DO PROGRAMA'

        END

DADOS DE ENTRADA (ARQUIVO BILAYER.DAT)
-----

HI           00.9000000000
HF           -00.9000000000
NH           100
NCHECK      99999999
FILME1       40
DELTETA     0.0001000000
TOLTETA     0.0000000100

```

ANIS1	0.0000005700
ANIS2	2.8570000000
TETA	000.0000000000
CBC	0.0000000000
FILME2	100
JINTER1	0.3200000000
EXCH1	0.5000000000
EXCH2	0.0893000000
JINTER2	1.9935000000

HEXCH IS IN KOE

HEX*(8.24)*10**(2)
ALFA=0.344 SPIN=2.0 FEF2

ALFA=0.015 SPIN=2.5 MNF2
