Universidade de São Paulo

Instituto de Física

Modelo de Preisach e análise FORC aplicados a filmes com Exchange Bias

Leonardo Alonso

Orientador: Prof. Dr. Daniel Reinaldo Cornejo

Dissertação de mestrado
apresentada ao Instituto de
Física para a obtenção do
título de Mestre em Ciências

Banca Examinadora

Prof. Dr. Daniel Reinaldo Cornejo (IF-USP)

Prof. Dr. Frank Patrick Missell (IF-USP/UCS)

Prof. Dr. Guilherme Matos Sipahi (IF-USP/São Carlos)

São Paulo

2008

“Não há fatos eternos, como não há verdades absolutas.”
Friedrich Nietzsche

Agradecimentos

Agradeço primeiramente minha família, que me ajudou e me apoiou em todos os momentos da minha vida.

Agradeço à Rachel que esteve do meu lado e compartilhou comigo todas as alegrias e dificuldades.

Agradeço meu Orientador, que transmitiu a mim seus conhecimentos e metodologias científicas, dando a mim uma nova visão sobre a Física.

Agradeço todo o Laboratório de Materiais Magnéticos, onde todos estiveram envolvidos com o projeto de alguma forma.

Agradeço ao pessoal do LAMFI pelas caracterizações em RBS, à Prof^a Dra. Márcia Fantini por disponibilizar o equipamento de Raio X para medidas, assim como o Prof. Dr. Marcelo Knobel por disponibilizar o VSM para medidas.

Agradeço ao pessoal da CPG pela dedicação que tiveram comigo.

Agradeço a todos os colegas que me apoiaram e me incentivaram.

Índice

Resumo	6
Abstract	7
Motivação	8
1 - Introdução	9
1.1 - Energia livre em filmes finos magnéticos	9
Termos relevantes na Energia Magnética Livre de um filme fino	9
Energia Zeeman	10
Energia de Desmagnetização	10
Energia magnetocristalina	11
Anisotropia Uniaxial	13
Anisotropia Unidirecional	14
1.2 – Anisotropia unidirecional e o fenômeno de Exchange Bias	15
Descrição qualitativa	15
Modelos teóricos de Exchange Bias	17
Modelo de Meiklejohn e Bean	17
Modelo de Malozemoff	18
Modelo de Mauri	19
Modelo microscópico para anisotropia de troca	20
Modelo de Preisach com Exchange Bias	21
Métodos de medição	24
1.3 - Válvulas de Spin	26
1.4 – Bicamadas de NiFe/FeMn com Exchange Bias	28
Propriedades magnéticas do Py	28
Propriedades magnéticas do FeMn	29
Comportamento magnético do NiFe/FeMn	29
A influência da camada semente (buffer)	29
A influência da camada de FeMn	30
A influência da camada de Py	30
1.5 - Modelos de Preisach	32
Modelo clássico de Preisach	32
Modelo Móvel de Preisach	36
Representação da função de distribuição	38
2 - Preparação e caracterização das amostras	41
2.1 – Equipamentos Utilizados	41
2.2 – Crescimento dos filmes	41
2.3 – Tratamento Térmico com campo aplicado	44
2.4 - Difrações de Raios X	44
2.5- Determinação das espessuras por RBS	46
3 – Aplicação do modelo de Preisach em filmes com Exchange Bias	49
3.1 – Descrição das simulações computacionais	49
3.2– Estudo de assimetrias no Modelo de Preisach com Exchange Bias	51

4– Medidas magnéticas e a aplicação do modelo de Preisach com Exchange Bias nos filmes de Cu/Py/FeMn/Ta	59
4.1 – Dependência Angular e Valores Máximos de H_{EB} e H_C à temperatura ambiente	59
4.2 – Curvas de inversão de primeira ordem (FORCs) e simulações à temperatura ambiente	64
4.3 – Medidas à baixas temperaturas e efeitos do tratamento térmico	82
5 – Medidas magnéticas em válvulas de spin	88
5.1 – Obtenção dos diagramas de FORCs	88
5.2 – Estudo em baixas temperaturas	97
6 – Conclusões	99
Referências bibliográficas	101

Resumo

Neste trabalho foram produzidos filmes finos de Si[100]/*buffer*/NiFe/FeMn/Ta (*buffer* = Cu; Ta) e válvulas de spin de Si[100]/Cu/NiFe/Cu/NiFe/FeMn/Ta via *Sputtering*, e seus comportamentos magnéticos foram estudados analisando curvas de inversão de primeira ordem (First Order Reversal Curves, FORCs).

Um Modelo de Preisach com Exchange-Bias foi desenvolvido e sua implementação computacional permitiu simular a histerese e as curvas *forç*s das bicamadas de NiFe/FeMn. O modelo também permitiu reproduzir os comportamentos assimétricos dos dois ramos da curva de histerese destes filmes. A análise dos resultados evidenciou os efeitos de campo médio sobre a camada de Py em função da espessura da camada de FeMn.

A aplicação da análise FORC nas válvulas de spin se revelou interessante para estudar o grau de acoplamento entre as camadas livre e pressa, assim como os efeitos de campo médio em cada camada.

Abstract

In this work, thin films of Si[100]/*buffer*/NiFe/FeMn/Ta (*buffer* = Cu; Ta) and spin valves of Si[100]/Cu/NiFe/Cu/NiFe/FeMn/Ta were produced via sputtering and their magnetic behavior were studied by First Order Reversal Curves (FORC's) analysis.

A Preisach Model with Exchange-Bias was developed and applied in order to simulate the hysteresis and the first order reversal curves of the NiFe/FeMn bilayers. In addition, the model allowed to reproduce the asymmetric behaviors present in both branches of the hysteresis curve in these films. The study put in evidence the mean field effects on the Py layer as a function of the thickness of the FeMn layer.

The application of the FORC analysis in the spin valves was interesting to study the degree of coupling between the free and the pressed layers, as well as the effect of mean field in each layer.

Motivação

Com o avanço tecnológico, novas fronteiras científico-tecnológicas como a nanotecnologia foram impulsionadas e um dos logros disto é que novos componentes eletrônicos mais eficientes vêm surgindo e substituindo os antigos. Dois desses componentes eletrônicos são de vital importância para o funcionamento de computadores, como memórias de acesso aleatório (MRAMs) e cabeçotes de leitura de dados[1]. As nanoestruturas que possuem anisotropia de troca (Exchange Bias) são, atualmente, fontes de pesquisas devido a estas aplicabilidades tecnológicas e o entendimento de suas propriedades magnéticas dinâmicas são de suma importância para o desenvolvimento dos mesmos. Em particular, as estruturas de NiFe/FeMn poderão ser utilizadas como os dispositivos já mencionados devido às suas propriedades que serão mostradas e exploradas neste trabalho.

Capítulo 1

Introdução

Desde a antiguidade, materiais magnéticos despertaram um grande interesse no Homem devido às forças atuantes. Não era possível explicar porque certas pedras eram atraídas ou repelidas sem que nenhum objeto pudesse estar atuando diretamente nelas. Uma compreensão matemática do fenômeno se deu no século XIX, onde vários pesquisadores como Gauss, Faraday e Maxwell desmembraram os conceitos envolvidos e, após trabalhos brilhantes, estabeleceram as equações da teoria eletromagnética. A partir disso o desenvolvimento tecnológico, assim como a compreensão do mundo, mudou radicalmente. Ainda hoje, a pesquisa nesse campo é inovadora e, com o advento da nanociência e o interesse pela spintrônica, efeitos que surgem em escala nanométrica tornaram-se relevantes e com aplicabilidades tecnológicas. Desta forma, a compreensão de fenômenos magnéticos nesta escala continua em um processo intenso, abrindo um campo exploratório de imensa riqueza.

Para ser possível compreender os mecanismos que causam fenômenos como o Exchange Bias, torna-se necessário o estudo de seus termos de energia magnética livre, aprofundando a descrição em termos cristalinos e anisotrópicos. Uma breve descrição energética encontra-se a seguir, pois a compreensão básica dos mesmos são essenciais para o estudo de bicamadas antiferromagnéticas/ferromagnéticas (AF/FM), assim como em válvulas de spin.

1.1 – Energia livre em filmes finos magnéticos

Termos relevantes na Energia Magnética Livre de um filme fino

A descrição das interações magnéticas que resultam na energia magnética livre se baseia nos termos de Zeeman, de desmagnetização, das anisotropias de superfície e magnetocristalina, da interação de troca indireta entre duas camadas magnéticas separadas por uma não magnética (este conceito será abordado posteriormente) e de anisotropia unidirecional, resultante da interação entre uma camada ferromagnética e outra antiferromagnética (fig. 1.1).

Figura 1.1 – Estruturas de bicamadas de filmes finos.

A energia livre do filme é formada pelo acoplamento direto de troca na interface AF/FM e pela contribuição ferromagnética, onde esta é dependente da energia Zeeman, a energia de desmagnetização e a magnetocristalina. Deste modo, podemos expressar, na forma mais generalizada o possível, a energia livre como sendo

$$E = E_{FM} + E_{EA} \quad (1.1)$$

Onde E_{FM} é a contribuição ferromagnética e E_{EA} a do acoplamento direto.

Energia Zeeman

Tratando cada termo de forma separada, pode-se aprofundar o conhecimento de forma coerente e organizada. A energia Zeeman pode ser escrita como

$$E_{Zeeman} = -\mu_0(\vec{H} \cdot \vec{M})t_{FM} \quad (1.2)$$

e representa a interação da magnetização do filme FM com o campo externo H . Este resultado provém do efeito da quebra de degenerescência energética devido à presença de um campo magnético.

Energia de Desmagnetização

Em amostras finitas, a formação de dipolos não compensados, induzidos na superfície do material magnetizado, provoca o aparecimento de um campo interno resultante H_i no material, dado por $H_i = H - H_D$ (fig. 1.2), onde H_D é o campo de desmagnetização.

Figura 1.2 – Campo interno produzido pelos dipolos não compensados induzidos na superfície da amostra.

O campo de desmagnetização pode ser inicialmente aproximado por

$$\vec{H}_D = -\vec{N} \cdot \vec{M} \quad (1.3)$$

onde $\vec{N}$ é um tensor dependente da geometria da amostra. Desconsiderando efeitos de borda, a energia dipolar (ou de desmagnetização) toma a forma[4, 5]

$$E_D = -\frac{\mu_0}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_D dV \quad (1.4)$$

Para o caso de um filme fino, a única componente não nula do tensor é $N_{xx}=1$ (S.I.). Integrando a equação 1.4 se obtém

$$E_D = \left(\frac{\mu_0}{2} M^2 \cos^2 \theta \right) t = \frac{\mu_0}{2} (\vec{M} \cdot \hat{n})^2 t \quad (1.5)$$

onde $\hat{n}$ é o versor perpendicular ao plano do filme. Pela equação 1.5, pode-se obter que a direção $\theta=\pi/2$ entre o versor e o campo H fornece a mínima energia de desmagnetização, evidenciando assim que a direção de fácil magnetização está no plano do filme.

Energia magnetocristalina

A forma de energia magnetocristalina provém da interação spin-órbita, que depende da orientação da magnetização em relação aos eixos cristalinis. Esses eixos cristalinis influenciam diretamente o comportamento referente aos eixos “moles” e os eixos “duros”, ou seja, as direções de magnetização preferenciais. A energia de anisotropia é a diferença de energia entre o sistema saturado ao longo do eixo duro e ao longo do eixo mole. No entanto, pode-se demonstrar que, em primeira aproximação, a contribuição dipolar para esta anisotropia em cristais cúbicos é nula [2, 3].

Tomando um cristal simples magneticamente saturado e não levando em conta a simetria do mesmo, pode-se expressar a energia magnetocristalina em função dos cossenos provenientes da direção da magnetização com um sistema cartesiano (fig. 1.3). Tomando α_1 α_2 α_3 como sendo[6]

$$\alpha_1 = \cos\beta = \text{sen}\theta\cos\phi$$

$$\alpha_2 = \cos\gamma = \text{sen}\theta\text{sen}\phi$$

$$\alpha_3 = \cos\delta = \cos\theta$$

$$\theta = \text{ângulo polar}$$

$$\phi = \text{ângulo azimutal}$$

(1.6)

Figura 1.3 – Magnetização expressa referente a um sistema cartesiano de coordenada.

podemos expressar a energia como sendo

$$E_A(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = \left(\sum_i b_i \alpha_i + \sum_{i,j} b_{ij} \alpha_i \alpha_j + \sum_{i,j,k} b_{ijk} \alpha_i \alpha_j \alpha_k + \sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + \dots \right) t$$

(1.7)

As formas mais comuns são a anisotropia uniaxial e a cúbica.

Na anisotropia cúbica, alguns termos da equação 1.7 são nulos devido à condição de contorno que explicita que a energia livre precisa ser invariante em relação à inversão do

sentido da magnetização e troca de eixos. Assim, todos os termos ímpares de α são nulos e todos os termos cruzados $\alpha_i\alpha_j$ também são. Assim, a expressão $b_1\alpha_1^2 + b_2\alpha_2^2 + b_3\alpha_3^2$ possui $b_1=b_2=b_3$ e tomando $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$, teremos como resultado nenhuma anisotropia deste termo.

Além disso, como $\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}(\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4)$, tornam-se desnecessários os termos de quarto grau. Com isto, a equação 1.7 toma a forma

$$E_C(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = [K_{C1}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_{C2}\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2]t \quad (1.8)$$

onde $K_{C1}(\text{erg/cm}^2)$ e K_{C2} são as constantes da anisotropia cúbica de primeira e segunda ordem, respectivamente. A desconsideração do segundo termo simplifica os cálculos mas, mesmo quando os valores ainda são equiparáveis, desconsidera-se este elemento, pois seus termos multiplicativos sempre são de menor ordem ($\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 < \alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2$).

No caso da anisotropia uniaxial, há apenas um eixo onde pode ocorrer a minimização energética. Um exemplo disso é dado no caso do eixo c de simetria de uma estrutura hexagonal. Qualquer direção perpendicular à c é um eixo duro. A energia anisotrópica pode ser dada por

$$E_U(\alpha_1, \alpha_2) = [K_U^{(1)}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + K_U^{(2)}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2]t \quad (1.9)$$

$$E_U(\theta) = (K_U^{(1)}\text{sen}^2\theta + K_U^{(2)}\text{sen}^4\theta)t \quad (1.10)$$

Esta última expressão revela um mínimo em $\theta=0$ e em $\theta=\pi$. Algumas amostras possuem anisotropias direcionadas em $\theta=\pi/2$. Assim, a equação 1.10 deve ser reescrita com potências pares de $\text{sen}(\phi - \phi_U)$.

$$E_U(\theta, \phi) = [K_U^{(1)}\text{sen}^2\theta\text{sen}^2(\phi - \phi_U) + K_U^{(2)}\text{sen}^4\theta\text{sen}^4(\phi - \phi_U)]t \quad (1.11)$$

onde ϕ_U define a direção do eixo uniaxial em relação aos eixos cristalinos e $K_U^{(1)}$ e $K_U^{(2)}$ são as constantes de anisotropia uniaxial de primeira e segunda ordens.

Para o caso de filmes finos, existe uma quebra de simetria devido à efeitos de superfície, sendo assim necessária a inclusão de um termo do tipo $-K'\cos^2\theta$, com K' sendo uma nova constante de anisotropia de superfície e θ o ângulo entre a direção da magnetização e a normal ao plano do filme[7]. Assim, a energia magnetocristalina pode ser agora aproximada em primeira ordem como sendo

$$E_D + E_{AN} = \left[\frac{\mu_0}{2} M^2 \cos^2\theta + K_{C1}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_U^{(1)}\text{sen}^2\theta\text{sen}^2(\phi - \phi_U) - K'\cos^2\theta \right]t \quad (1.12)$$

A dedução da energia de desmagnetização foi feita supondo um filme contínuo. Um filme real, de algumas monocamadas, deve ser tratado como um sistema discreto de dipolos magnéticos. Assim, o tensor N deve ser corrigido. De fato, a energia dipolar dos planos superficiais é menor em relação aos planos mais internos, gerando assim uma energia de desmagnetização média que pode ser expressa como a soma de um termo de volume com um termo proporcional à $1/t$. Supondo K' proporcional à $1/t$, a energia magnetocristalina livre por unidade de superfície pode ser reescrita a partir da equação anterior como sendo

$$E_D + E_{AN} = \left[\left(\frac{\mu_0}{2} M^2 - \frac{K_S}{t} \right) \cos^2 \theta + K_{c1} (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_U^{(1)} \sin^2 \theta \sin^2 (\phi - \phi_U) - K' \cos^2 \theta \right] t \quad (1.13)$$

Assim, a energia livre por unidade de área pode ser escrita da forma

$$E = -\mu_0 \vec{H} \vec{M} t + \left[\left(\frac{\mu_0}{2} M^2 - \frac{K_S}{t} \right) \left(\frac{\vec{M} \cdot \hat{n}}{M} \right)^2 - K_U \left(\frac{\vec{M} \cdot \hat{u}}{M} \right)^2 \right] t + E_{EA} \quad (1.14)$$

Para o caso de uma válvula de spin, o tratamento matemático da interação entre as camadas ferromagnéticas pode ser feito a partir de conceitos de exchange indireto[8], sendo dependente da espessura e da composição da não magnética, tendo suas interações classificadas como bilineares ou biquadráticas[9-11], não sendo abordadas neste tópico.

Anisotropia Uniaxial

Uma explicação fenomenológica pode ser feita em termos da energia livre sem a consideração de mecanismos físicos. Na maioria dos casos, pode-se tomar uma expansão de uma função de base apropriada. Se tomarmos u_a como sendo a densidade da energia livre magnética atribuída à anisotropia uniaxial (U/V), podemos expressá-la da forma[12]

$$u_a = \frac{U_0}{V_0} = \sum_n K_{un} \sin^{2n} \theta \quad (1.15)$$

Uma aproximação cuidadosa indica que apenas os três primeiros termos são consideráveis[12].

$$u_0 = K_{u0} + K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta + \dots \quad (1.16)$$

onde K_{u0} não possui significado para o estudo das propriedades anisotrópicas porque não depende da orientação da magnetização e θ é o ângulo entre a magnetização e o eixo fácil. Por convenção, $K_{u1} > 0$ implica em um eixo fácil. Os valores das constantes para o cobalto fornecem uma ordem de grandeza, sendo de $4,1 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ para K_{u1} e de $1,5 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ para K_{u2} .

Esta expansão não é única, apesar de ser a forma mais usada para a modelagem de dados experimentais. Callen e Callen(1960) expandiu essa forma energética em termos de funções ortogonais e normalizadas baseadas nos polinômios de Legendre, sendo esta a mais apropriada.

$$u_a^{hex} = \sum_{l=0} k_l g_l(\alpha) = k_0 + k_2 \left(\alpha^2 - \frac{1}{3} \right) + k_4 \left(\alpha^4 - \frac{6}{7} \alpha^2 + \frac{3}{35} \right) + \dots \quad (1.17)$$

onde o argumento α representa o cosseno entre a magnetização e o eixo fácil.

$$g_l(\alpha) = \sum_{m=-l}^l A_l^m Y_l^m(\alpha) \quad (1.18)$$

Os coeficientes de $g_l(\alpha)$ são harmônicos esféricos. Devido à simplicidade de representação da expansão em termo dos senos, um exemplo de uso pode ser feito na investigação da magnetização no eixo duro. Tomando a energia Zeeman na forma $-\mu_0 M_S H \sin\theta$, podemos adicioná-la à expansão de senos. A condição de ausência de torque ($\partial u / \partial \theta = 0$) nos dá

$$2K_{u1} \sin\theta \cos\theta + 4K_{u2} \sin^3\theta \cos\theta = \mu_0 M_S H \cos\theta \quad (1.19)$$

Abaixo da saturação ($\cos\theta > 0$), e considerando $m = M/M_S$, teremos

$$\mu_0 H M_S = 2K_{u1} m + 4K_{u2} m^3 \quad (1.20)$$

Esta equação descreve o processo de magnetização até o termo de segunda ordem. Em uma primeira aproximação grosseira, podemos aferir o valor do campo de anisotropia uniaxial tomando $K_{u2} = 0$ e $M(H)$ muito próximo à saturação, tendo assim $m \approx 1$. Desta forma, teremos

$$H_a = \frac{2K_{u1}}{\mu_0 M_S} \quad (1.21)$$

Anisotropia unidirecional

Como este tema será abordado em detalhes no ponto seguinte, seus termos energéticos serão apenas expostos aqui

De acordo com Meiklejohn e Bean, a energia associada ao fenômeno de Exchange Bias pode ser fenomenologicamente escrita da forma [13]

$$E_{EA} = -J_{EX} \cos(\phi - \phi_{EX}) \quad (1.22)$$

onde J_{EX} é uma constante de Anisotropia de Exchange e ϕ_{EX} é o ângulo entre a direção do campo de anisotropia e a magnetização.

O termo energético associado às paredes de domínios pode ser introduzido pelo modelo de Mauri[14]. Esta última possui a forma[14, 15]

$$E_W = \sigma_W (1 - \cos\beta) \quad (1.23)$$

onde $\sigma_W = 2\sqrt{AK_{AF}}$ é a energia por unidade de área da parede de domínio do AF, β é o ângulo entre a magnetização da primeira camada do AF em contato com a interface AF/FM e a direção do eixo uniaxial de anisotropia do mesmo (eixo x), K_{AF} é a constante de anisotropia magnetocristalina e A é a constante de exchange do AF. Efeitos de Anisotropia Rotatória[16,17] também podem ser abordados, mas não serão considerados neste trabalho por não serem relevantes na descrição energética dos filmes aqui estudados.

Considerando $\phi_{EX} = \beta$ (de acordo com M-B) a energia magnética livre por unidade de área pode agora ser reescrita da forma

$$E = -\mu_0 \vec{H} \cdot \vec{M} t + \left[\left(\frac{\mu_0}{2} M^2 - \frac{K_S}{t} \right) \left(\frac{\vec{M} \cdot \hat{n}}{M} \right)^2 - K_U \left(\frac{\vec{M} \cdot \hat{u}}{M} \right)^2 \right] t - J_{EX} \cos(\phi - \beta) + \sigma_W (1 - \cos \beta) \quad (1.24)$$

1.2 – Anisotropia unidirecional e o fenômeno de Exchange Bias

Descrição qualitativa

Desde seu descobrimento em 1956[18], o fenômeno de anisotropia de troca teve seu conceito bem desenvolvido, resultando em aplicações tecnológicas como o seu uso em MRAM's e em válvulas de spin, entre outras. Estudos teóricos e fenomenológicos deram um detalhamento maior sobre tal fenômeno, permitindo assim um grande aprofundamento no assunto.

Observado em sistemas de junções Ferromagnéticas (FM) com Antiferromagnéticas (AF), como, por exemplo, partículas FM de Co cobertas com uma camada AF de CoO[18], assim como em materiais não homogêneos e também em filmes finos, é responsável pelo deslocamento de curvas de histerese representadas nos eixos $M \times H$ devido ao campo adicional H_{EB} chamado de campo de “Exchange Bias” (fig. 1.4), onde este fenômeno está associado à anisotropia unidirecional.

Figura 1.4 – Curva de histerese de um sistema com uma junção FM/AF. O campo H_{cb} está indicado.

Filmes finos que possuem anisotropia de troca são basicamente formados por uma camada FM acoplada a uma AF. Para estas estruturas, a intensidade do fenômeno está vinculada à rugosidade da interface, às espessuras das camadas AF e FM, ao modo de deposição (com ou sem campo aplicado), ao tratamento térmico que pode ser feito na mesma, à energia de anisotropia unidirecional da amostra e à sua temperatura, sem contar inúmeros fatores como o parâmetro de rede de cada estrutura, por exemplo.

Modelos teóricos têm sido propostos desde o descobrimento do fenômeno, mas antes de abordá-los, é imprescindível um maior entendimento qualitativo da dinâmica do efeito. Uma descrição baseada em filmes finos, que é, inclusive, o foco do trabalho, dará uma noção do efeito.

Uma amostra FM/AF obtida, por exemplo, via *Sputtering* sem a presença de um campo magnético orientacional, ao ser submetida à um campo H após a deposição a uma temperatura $T_N < T < T_C$ com T_N sendo a temperatura de Néel e T_C a de curie, terá os spins do FM alinhados com o campo, enquanto os spins do AF permanecerão de forma aleatória (fig. 1.5a). Ao se resfriar a amostra com o campo aplicado até $T < T_N$, os spins mais próximos da camada FM irão se alinhar à mesma devido à energia de troca. Os spins subsequentemente abaixo irão estar alinhados de acordo com a ordem AF em relação à primeira camada para produzirem uma magnetização resultante zero (fig. 1.5b). Quando o campo aplicado for revertido, os spins começarão a rotacionar. Entretanto, se tivermos uma anisotropia alta no material AF, esses spins preservarão suas estruturas, fazendo com que somente os do material FM invertam suas magnetizações (fig. 1.5c).

Devido ao alinhamento da última camada AF, os spins do FM tenderão a estarem alinhados com esta para uma configuração de energia mínima. Este fenômeno tem como resultado a criação de um torque nos spins FM e nos diz que a anisotropia é unidirecional. Assim, um campo maior se torna necessário para reverter a magnetização da camada FM em contato com a AF, para superar o torque (fig. 1.5d). Para reverter os spins de volta ao alinhamento, um campo menor será exigido, pois a interação será favorável à inversão (fig. 1.5e). Este comportamento supõe um campo adicional criado na amostra, fazendo com que curvas de histerese apareçam deslocadas.

Figura 1.5 – Descrição qualitativa das possíveis configurações de spins de um sistema FM/AF com um campo aplicado H variável.

Este fenômeno pode também influenciar na formação de domínios[19] e na viscosidade magnética[20], por exemplo.

Um outro conceito relevante é o conceito de interfaces compensadas e não-compensadas. Volumetricamente, a camada AF é dita compensada, ou seja, possui uma estrutura de spins que gera uma magnetização total nula, com efeitos de superfície desprezados.

No entanto, para uma estrutura interfacial colinear, com os spins numa mesma interface alinhados paralelamente, dizemos que a interface AF é não-compensada (fig. 1.6). Para os spins com alinhamentos antiparalelos numa mesma interface, denominamos que a interface AF é compensada.

Figura 1.6 – Interfaces não-compensadas e compensadas numa estrutura AF-FM.

Modelos teóricos de Exchange Bias

Modelo de Meiklejohn e Bean

A primeira descrição do fenômeno foi dada por Meiklejohn e Bean. Este modelo aborda o fenômeno como tendo uma rotação coerente na magnetização da camada FM.

Neste modelo fenomenológico [13] e relativamente simples, podemos considerar a energia livre por unidade de área dada por

$$E = -\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \cos(\theta - \beta) + K_{FM} t_{FM} \sin^2(\beta) + K_{AF} t_{AF} \sin^2(\alpha) - J_{INT} \cos(\beta - \alpha) \quad (1.25)$$

onde H é o campo aplicado, M_{FM} é a magnetização de saturação, t_{FM} é a espessura da camada FM, t_{AF} é a espessura da camada AF, K_{FM} é a anisotropia magnetocristalina da camada FM, K_{AF} é a anisotropia magnetocristalina da camada AF e J_{INT} é a constante de acoplamento das camadas. Os ângulos θ , β e α da equação 1.25 podem ser vistos na figura 1.7 e referem-se ao campo H aplicado, M_{FM} e M_{AF} em relação aos eixos de anisotropias, respectivamente. Aqui as anisotropias foram consideradas orientadas sob um mesmo eixo.

Figura 1.7 – eixos de α , β e θ . Como a magnetização AF total é nula, M_{AF} é compensada pela magnetização contrária $-M_{AF}$.

Assumindo que $K_{AF}t_{AF} \gg K_{FM}t_{FM}$ e minimizando a energia, obtemos

$$H_{EB} = \frac{J_{INT}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \quad (1.26)$$

onde H_{EB} é conhecido como o campo de Exchange Bias. É conhecido que esse campo é crescente para t_{AF} até um valor específico, sendo capaz de manter o campo constante para t_{AF} mais espessas. Com relação à camada FM, observa-se que o campo é proporcional ao inverso de sua espessura a partir de um certo valor de t_{FM} . A rugosidade da superfície também deverá influenciar na grandeza, pois sabe-se que amostras feitas em *Molecular Beam Epitaxy* (MBE) apresentam valores muito diferentes de H_{EB} em comparação às feitas via *Sputtering*. Deste modo, esta descrição torna-se um tanto simplificada, mas ainda assim é comportamentalmente válida para muitos sistemas.

Para o modelo de Meiklejohn e Bean, os valores de Exchange Bias previstos são maiores que o medido. O valor experimental da constante de troca J do NiFe é da ordem de 5×10^{-14} erg, e com isto teríamos um valor calculado de $H_{EB} (\approx 10^5 \text{ Oe})$ mil vezes maior que o observado. Outros modelos surgiram posteriormente, como o modelo de Néel [21], considerando uma interface AF não compensada, mas divergente para espessuras de filmes da ordem de nanômetros.

Modelo de Malozemoff

Desenvolvido em 1987 [22, 23], o modelo se baseia na criação da anisotropia de troca nas junções AF/FM que possuam uma rugosidade da ordem das amostras feitas via *Sputtering*. O

modelo supõe que a interface rugosa têm a possibilidade de gerar um campo magnético randômico atuando nos spins interfaciais, produzindo assim a anisotropia de troca.

Podemos considerar que a camada AF possui uma estrutura de multidomínios com as paredes perpendiculares ao plano do filme. Calculando o tamanho desses domínios pode-se determinar o valor para o campo de Exchange Bias. Tomando a como sendo o parâmetro de rede da camada AF e z como sendo um parâmetro a ser determinado e que é proporcional ao número de spins não compensados da camada AF que participam do efeito de Exchange Bias, obtemos

$$H_{EB} = \frac{2z}{\pi^2 M_s t_{FM}} \sqrt{\frac{J_{AF} K_{AF}}{a}} \quad (1.27)$$

Este modelo está de acordo com muitos sistemas, mas possui divergências para materiais com baixa rugosidade, típicos de filmes feitos em MBE. Assim, a aplicação do modelo de Malozemoff só pode ser feita em materiais que possuam uma rugosidade não desprezível em materiais nanoestruturados, e que parece estar em acordo com as amostras obtidas experimentalmente. De acordo com o modelo, se tomarmos $z \approx 1$, teremos um sistema desordenado, no qual teremos poucos spins não compensados e “travados” participando efetivamente do efeito de Exchange Bias. Se tomarmos z da ordem de 10, teremos uma grande população de spins corretamente configurados, tendo assim um acréscimo no valor de H_{EB} . O que torna inviável neste modelo é o parâmetro livre z , que pode, inicialmente, tomar qualquer valor, fazendo com que sempre seja possível obter o valor experimental de H_{EB} . Com este modelo, torna-se necessário o estudo da configuração da interface de contato da camada AF.

Modelo de Mauri

De forma temporalmente paralela ao trabalho de Malozemoff, Mauri[14] e colaboradores propuseram um modelo que descrevesse o fenômeno de anisotropia de troca para materiais com baixa rugosidade, característicos de filmes crescidos em MBE. Considerando um filme ferromagnético com uma espessura pequena, de não mais de poucas dezenas de angstroms, juntamente com um filme antiferromagnético, espesso o suficiente para ser aproximado como um filme de espessura infinita e anisotropia uniaxial no plano do filme (direção z), teremos uma interface de espessura ε perfeitamente lisa onde os spins AF e FM se acoplam de maneira FM. Tomando também a espessura t da camada FM muito menor que a largura das paredes de domínios ferromagnéticos, podemos assumir que os spins desta estão todos na mesma direção, formando um ângulo β com o eixo z . Se $\alpha \neq 0$ (fig. 1.8), uma parede de domínios se forma na camada AF, resultando numa energia total magnética da forma

$$\delta = 2\sqrt{AK}(1 - \cos \alpha) + A_{12} \frac{[1 - \cos(\alpha - \beta)]}{\varepsilon} + K_{FM} t \cos^2 \beta + \mu_0 H M t (1 - \cos \beta) \quad (1.28)$$

com o primeiro termo sendo a energia de formação das paredes de domínios da camada AF, com $A = J_{AF}/a$, onde a é o parâmetro de rede da camada e J_{AF} a constante de troca de Heisenberg. O segundo termo é a constante de troca, com A_{12} sendo a constante de rigidez da interface. O terceiro termo é a energia anisotrópica da camada FM e o quarto termo é a energia magnetostática. Minimizando a equação 1.28 em relação aos ângulos, teremos uma relação para H_{EB} , dada por

$$tH_{EB} = -\frac{A_{12}}{\mu_0 \varepsilon M} \text{ para } \frac{A_{12}}{2\varepsilon\sqrt{AK}} \ll 1 \quad (1.29)$$

$$tH_{EB} = -2\frac{\sqrt{AK}}{\mu_0 M} \text{ para } \frac{A_{12}}{2\varepsilon\sqrt{AK}} \gg 1 \quad (1.30)$$

Este resultado está de acordo com os valores encontrados para H_{EB} , pois um limite superior para a energia de troca é imposto pela formação de paredes de domínio na camada AF. Uma limitação do modelo se dá quando a energia anisotrópica da camada AF não é muito pequena, pois isto pode favorecer a formação de paredes de domínio na camada FM.

Figura 1.8 – Modelo de Mauri.

Para o modelo de Mauri, uma limitação já é imposta para as amostras, que é a baixa rugosidade. Ou seja, o modelo é capaz de reproduzir resultados satisfatórios de H_{EB} para filmes feitos em MBE, mas possui divergências para os produzidos em *Sputtering*. Mauri utilizou a condição $\lambda > 1$ e impôs os parâmetros $A_{AF} = 2 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ e $K_{AF} = 1,6 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$. Estes parâmetros são compatíveis com filmes em que a espessura das paredes de domínios ($\approx 350 \text{ nm}$) são menores que a espessura do FeMn. Para filmes da ordem de poucos nanômetros ($\approx 10 \text{ nm}$), o valor de H_{EB} previsto é de 1034 Oe, não reproduzindo o observado, que é da ordem de 70 Oe.

Modelo microscópico para anisotropia de troca

Um modelo microscópico simples[25] foi desenvolvido com base no modelo de Ising para bicamadas AF/FM. O modelo assume duas monocamadas, sendo a camada AF compensada e a FM com spins acoplados. O fenômeno de rugosidade foi introduzido fazendo substituições aleatórias de Spins AF na camada FM e, considerando uma aproximação de campo médio a partir das interações de Ising, a magnetização foi numericamente determinada. Assim, considerando uma rede quadrada, a hamiltoniana do sistema por ser tomada da forma

$$H = H_{AF} + H_{FM} + H_C \quad (1.31)$$

onde H_{AF} , H_{FM} e H_C são, respectivamente, as energias de interações antiferromagnéticas, ferromagnéticas e de acoplamento AF/FM. Assim, pelo modelo de Ising, teremos

$$H_{AF} = - \sum_{ij} J_{ij}^{(1)} \sigma_i^{(1)} \sigma_j^{(1)} - D_1 \sum_i \sigma_i^{(1)2} - h \sum_i \sigma_i^{(1)} \quad (1.32)$$

onde $\sigma_i^{(1)}$ representa um spin na camada AF no sítio i interagindo com a vizinhança próxima através de uma interação de exchange direto $J_{ij}^{(1)} = J_1 < 0$ e (ij) representa a soma sobre toda a vizinhança. D_1 é a anisotropia uniaxial local do material AF e h é o campo externo.

Tomando uma distribuição randômica local na interface FM com a variável $\eta=1,0$ especificando a presença ($=1$) ou a ausência ($=0$) de um átomo FM no sítio i com Spin S_i da camada ferromagnética com interação I_{ij} , D_2 uma anisotropia uniaxial local da camada FM e $\sigma_i^{(2)}$ o momento de um átomo AF na camada FM, teremos a hamiltoniana ferromagnética dada por

$$H_{FM} = - \sum_{ij} I_{ij} - \sum_i [D_2 \eta_i S_i^2 + D_1 (1 - \eta_i) (\sigma_i^{(2)})^2] - h \sum_i [\eta_i S_i + (1 - \eta_i) \sigma_i^{(2)}] \quad (1.33)$$

Devido à substituição randômica na camada FM por átomos AF, I_{ij} toma a forma

$$I_{ij} = J_2 \eta_i \eta_j S_i S_j + J_1 (1 - \eta_i) (1 - \eta_j) \sigma_i^{(2)} \sigma_j^{(2)} + J_C [(1 - \eta_i) \eta_j \sigma_i^{(2)} S_j + \eta_i (1 - \eta_j) S_i \sigma_j^{(2)}] \quad (1.34)$$

onde J_2 é a constante de interação entre vizinhos FM e J_C representa o acoplamento entre átomos FM e AF. A hamiltoniana de interação entre as camadas pode ser dada por

$$H_C = - \sum_i [J_C \eta_i S_i \sigma_i^{(1)} + J_1 (1 - \eta_i) \sigma_i^{(1)} \sigma_i^{(2)}] \quad (1.35)$$

onde a soma é dada sobre todos os sítios da interface.

O último termo das equações 1.33 e 1.35 atua como um campo efetivo aleatório na interface que quebra a simetria ferromagnética, gerando assim um deslocamento atribuído à anisotropia unidirecional[22].

Com devidas aproximações[26] de campo médio, pode-se introduzir a temperatura na formulação da magnetização. Tomando $\beta=1/k_B T$, spin 1 para simplificação, uma média termodinâmica sobre todas as componentes de spin $\sigma_i^{(\mu)}$ e $S_i=0, \pm 1$, a magnetização $M_i^{(\mu)}$ tomará a forma

$$M_i^{(\mu)} = \frac{\sinh(\beta \phi_i^{(\mu)})}{[\cosh(\beta \phi_i^{(\mu)}) + 0.5 e^{-\beta D_\mu}] \quad (1.36)$$

com

$$\phi_i^{(\mu)} = \sum_\mu \sum_{ij} (J_{ij} M_j^{(\mu)} + h) \quad (1.37)$$

sendo o campo local na aproximação de campo médio. $\mu=1,2$ especifica, respectivamente, átomos da camada FM e da AF.

O modelo microscópico para a anisotropia de troca é um modelo teórico, mas não é capaz de reproduzir valores de H_{EB} da mesma ordem de grandeza das curvas obtidas experimentalmente, tendo $H_{EB} \ll H_C$, sendo assim não aplicável aos filmes estudados.

Modelo de Preisach com Exchange Bias

Este modelo, desenvolvido por D. R. Cornejo e colaboradores [24], foi inicialmente utilizado para descrever o fenômeno de Exchange Bias em sistemas de pós de nanopartículas

heterogêneas de $\text{FeCo} + \text{MnO}$ e $(\text{Fe})_{1-x} + (\text{NiO})_x$. Recentemente também foi utilizado em $\text{FeNi} + \text{OX}$ ($X=\text{Cu}, \text{Ni}, \text{Co}$) [58]. Neste trabalho, o modelo é estendido de forma que seja possível descrever Exchange Bias em filmes finos.

Consideremos uma bicamada AF/FM, com nenhuma consideração sendo feita em relação à camada AF. A camada FM, no entanto, é considerada como sendo formada por uma coleção de partículas com forma de paralelepípedos de base quadrada de lado r_i e altura t (a espessura do filme). $r = \langle r_i \rangle$ representa o valor médio do tamanho das partículas FM no plano do filme (fig. 1.9). Cada partícula possui um campo coercivo h_{ci} e está sob a ação de um campo de interação local h_{bi} . Assim, temos uma distribuição $\rho(h_c, h_b)$ que representa a camada FM da bicamada.

Figura 1.9 – representação da distribuição de partículas ferromagnéticas no filme fino.

A energia livre e a magnetização do material podem ser expressas por [59]

$$F(M, T) = 2\mu_0 M_S \int_0^\infty dh_c \int_0^{H+\lambda(h_c)} h_u \rho(h_c, h_b) dh_b + F_{MF} \quad (1.38)$$

$$M(H, \lambda) = M_S \int_0^\infty dh_c \int_0^{H+\lambda(h_c)} \rho(h_c, h_b) dh_b \quad (1.39)$$

onde M_s é a magnetização de saturação, H é o campo efetivo do modelo e $\lambda(h_c)$ é o contorno limitante que separa partículas orientadas paralela e antiparalelamente ao campo aplicado H_a . O primeiro termo da equação 1.38 representa a estrutura fina da superfície de energia livre, responsável pelos efeitos de histerese, viscosidade, etc. O segundo termo representa o comportamento em grande escala da energia livre: F_{MF} é crucial para a determinação do campo efetivo responsável pela inversão do momento magnético das partículas da amostra. De fato, H pode ser explicitado por

$$H = H_a + H_{MF} = H_a - \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\partial F_{MF}}{\partial M} \right]_T \quad (1.40)$$

onde H_a é o campo aplicado e H_{MF} é o campo médio do modelo.

Consideramos que as partículas FM sejam fortemente influenciadas por interações tais como o acoplamento de exchange e anisotropia magnetocristalina. Por outro lado, F_{MF} tem que

ser, principalmente, determinado por interações dipolares e configurações de domínios do sistema. Tomando S_{AF-AF} , S_{FM-FM} e S_{AF-FM} como sendo as superfícies de contato por unidade de volume entre partículas AF-AF, FM-FM e AF-FM respectivamente, poderemos explicitar F_{MF} da forma

$$F_{MF} = \frac{\mu_0}{2} N_{eff} M^2 + \gamma_{FM} S_{FM-FM} v(M) + \gamma_{AF} S_{AF-AF} \xi(M) + \gamma_{AF-FM} S_{AF-FM} \zeta(M) \quad (1.41)$$

Nesta equação, o primeiro termo representa a densidade de energia magnetostática, com N_{eff} sendo um parâmetro fenomenológico relacionado à componente desmagnetizante. Os outros termos são diferentes densidades de energia resultante das paredes de domínio. Os γ_s são as energias por unidade de superfície para as áreas de contato especificadas. As funções $v(M)$, $\xi(M)$ e $\zeta(M)$ expressam a dependência de F_{MF} com as estruturas de domínios durante a evolução da magnetização M com o campo H . No contato entre domínios ferromagnéticos, teremos

$$v(M) = 1 - \frac{M^2}{M_S^2} \quad (1.42)$$

Também é esperada uma dependência muito pequena de M com F_{MF} nos contatos AF_s devido à alta anisotropia das mesmas. Em uma primeira aproximação, podemos admitir $\xi(M)=1$. Nas interfaces AF-FM, devemos considerar que deve haver um mínimo para a saturação negativa e um máximo para a positiva. Podemos esperar também uma dependência em M devido a anisotropia unidirecional. Com base nisto, podemos tomar

$$\zeta(M) = \frac{M}{M_S} \quad (1.43)$$

De acordo com as considerações da forma das partículas e desconsiderando efeitos de borda, as superfícies por unidade de volume serão explicitadas por

$$S_{FM-FM} = \frac{4rt}{r^2 t} = \frac{4}{r}, S_{AF-FM} = \frac{r^2}{r^2 t} = \frac{1}{t} \quad (1.44)$$

Assim, de (1.40) à (1.44), e assumindo que S_{AF-AF} seja constante, teremos H_{MF} como sendo

$$H_{MF} = \left(-N_{eff} + \frac{8}{r} \frac{\gamma_{FM}}{\mu_0 M_S^2} \right) M - H_{EB} \quad (1.45)$$

com

$$H_{EB} = \frac{\gamma_{AF-FM}}{t \mu_0 M_S} \quad (1.46)$$

O primeiro termo em (1.45) reflete o campo magnetostático local, enquanto que o segundo termo, explicitado em (1.46), reflete o campo de Exchange Bias.

O modelo de Preisach com Exchange Bias é um modelo fenomenológico, tornando-se assim concordante com dados experimentais [24]. Este modelo foi bem sucedido com a descrição dos fenômenos magnéticos ao qual foi submetido, e ainda permite o estudo de assimetrias de magnetização e, conseqüentemente, de diagramas de FORCs sem muitas

complicações (este assunto será explorado adiante), sendo assim adequado ao estudo das amostras obtidas.

Métodos de medição

A anisotropia de troca pode ser estudada através de muitas técnicas [13], onde as mesmas fornecem diferentes informações sobre a configuração do material estudado, permitindo a caracterização do mesmo. Estão descritos, a seguir, os principais métodos de medição que permitem o estudo dos efeitos da anisotropia de troca.

Magnetização

Loops de histerese provenientes da medição da magnetização em função do campo aplicado podem dar um valor direto do campo de Exchange Bias H_{EB} . Estas medições podem ser feitas com o uso de diversos equipamentos, como o SQUID, VSM (Vibrating Sample Magnetometer), MOKE (magnetic optical Kerr Effect), etc. Através desta técnica, a coercividade também pode ser aferida.

Torque

O magnetômetro de torque, no qual a magnetização é medida enquanto a amostra é rotacionada, fornece a direção da anisotropia unidirecional do material.

Ressonância Ferromagnética

Na ressonância ferromagnética, a amostra é inserida numa cavidade de microondas e submetida à altas frequências (GHz) de campo magnético enquanto um campo DC é acrescido durante a ressonância. Através dos picos de linhas de ressonância, pode-se determinar o valor de H_{EB} e a anisotropia unidirecional.

Difração de Nêutrons

Devido à natureza magnética dos nêutrons, sua difração é de grande importância para o estudo de estruturas magnéticas. A homogeneidade das camadas podem ser medidas, assim como a formação de domínios. A difração para grandes ângulos podem fornecer informações sobre a configuração dos spins.

Magnetoresistência

O estudo da resistência elétrica de sistemas com Exchange Bias têm sido usados em válvulas de spin (AF/FM/(não magnético)/FM). Neste sistema, a camada FM em contato com a AF permanece “presa” enquanto que a outra FM fica “livre”. Nesta configuração, a resistência à passagem de corrente elétrica sob o material muda bruscamente ao se aplicar pequenos campos positivos ou negativos. Este sistema possui aplicações tecnológicas e serve também para a determinação de H_{EB} e H_C .

Susceptibilidade AC

Na susceptibilidade AC, a mudança no fluxo magnético criada pela amostra devido à presença de um campo alternado é medida como função dos campos AC e DC aplicados, temperatura ou frequência. H_C e H_{EB} são obtidos da dependência do campo DC com a susceptibilidade AC.

Observação de domínios

Os domínios nas camadas FM e AF têm importância vital para o efeito de H_{EB} . Essas formações podem ser vistas através de técnicas como o efeito Kerr, microscopia de Lorentz, efeito Faraday, microscopia de força magnética, entre outras. Essas técnicas permitem apenas o estudo de formações de domínios nos quais estão orientados de forma perpendicular à interface. Domínios orientados de forma paralela à interface apenas podem ser vistos de forma indireta, como a mudança na anisotropia local, por exemplo. Os domínios do material FM dependem de sua espessura e da junção das interfaces.

Espalhamento Brillouin

Quando uma amostra recebe um feixe de laser em sua superfície, terá a luz espalhada. As mudanças do espectro de espalhamento dão informações sobre a frequência de ondas de spin. O deslocamento da frequência das ondas de spin fornece a informação sobre o efeito de H_{EB} .

Dicroísmo Magnético

Os elétrons da amostra são bombardeados por raios-X, fazendo com que os fótons emitidos da recombinação do elétron com os estados menos energéticos sejam medidos como função do campo magnético e da temperatura. Este método permite um estudo de propriedades magnéticas para diferentes profundidades numa camada.

Efeito Mössbauer

Nas camadas FM e/ou AF, um isótopo radioativo de um dos elementos estudados pode ser introduzido na rede, que emitirá raios- γ , sendo estes detectados. Esta técnica permite a introdução de isótopos radioativos em diferentes partes de uma amostra, no qual dão informações sobre a configuração local.

1.3 - Válvulas de Spin

Em um sistema de bicamadas, temos o material AF interagindo com o FM, onde propriedades magnéticas são manifestadas, sendo uma destas o campo de Exchange Bias. Um outro sistema, baseado nesta estrutura, consiste no crescimento de uma amostra FM/NM/FM/AF (fig. 1.10), onde NM é um material não magnético e condutor, também conhecido como espaçador. Desta forma, pode-se obter um material ferromagnético acoplado ao antiferromagnético, sendo esta camada FM denominada de camada presa, manifestando o campo H_{EB} e o aumento da coercividade do material magnético, e outra camada ferromagnética, chamada de camada livre, interagindo em menor ordem, com a intensidade de interação sendo diretamente influenciada pela espessura do material NM. Esta estrutura é conhecida como válvula de spin em sua forma mais simples[27].

Si[100] /Cu /NiFe /Cu /NiFe /FeMn /Ta

Figura 1.10 – Estrutura de uma válvula de Spin em seu modo mais simples.

Neste sistema, curvas de histerese podem ser utilizadas como um parâmetro para estabelecer critérios de interação (fig. 1.11 a) entre as camadas ferromagnéticas e diagramas de FORCs podem ser utilizados para um melhor entendimento sobre os processos de magnetização de uma amostra e a forma com que as camadas interagem.

Basicamente, quando temos um campo de Exchange Bias suficientemente grande para manter a camada presa saturada a campo nulo e quando temos uma camada não magnética em uma espessura adequada para que a camada livre seja saturada positivamente e negativamente a baixos campos (quando comparada à H_{EB} e H_C da camada presa), teremos assim duas configurações de alinhamento magnético: camadas alinhadas paralelamente ou antiparalelamente, e este efeito têm uma influência direta nas propriedades de transmissão de elétrons, tendo como um dos principais efeitos o diferente espalhamento de elétrons spin up e spin down e a manifestação da magnetoresistência anisotrópica (MRA) [28] (fig. 1.10 b).

Figura 1.11 – a) Curva de magnetização à temperatura ambiente com H no plano da amostra de uma válvula de spin juntamente com b) sua curva resistiva $\Delta R/R$ em função de H para o sistema $\text{Si}/\text{NiFe}(15\text{nm})/\text{Cu}(2,6)/\text{NiFe}(15)/\text{FeMn}(10)/\text{Ag}(2)$ [28].

Para campos ligeiramente negativos, as duas magnetizações estarão no mesmo sentido, negativamente saturadas. Pode-se observar na figura 1.11a que, para campos ligeiramente positivos, as magnetizações estarão contrárias, trazendo como consequência o aumento da resistência. O mecanismo envolvido neste processo está relacionado com o espalhamento de elétrons no meio de propagação.

Em ligas de NiFe, sabe-se que o espalhamento de elétrons com spin-down nos elementos de Fe (toma-se aqui o Ni em uma proporção muito maior) possui uma seção de choque muito maior que para o espalhamento de spins-up [29] ($\rho_{\downarrow}/\rho_{\uparrow}=20$). Desta forma, para o alinhamento paralelo das magnetizações, a corrente de elétrons com spins-up será maior devido ao maior caminho livre em toda a estrutura, sendo esta a configuração de menor resistência. Para o alinhamento antiparalelo das magnetizações, teremos um elevado espalhamento para ambas as populações spin-up e spin-down. Desta forma, a resistência torna-se maior relativamente à configuração de alinhamento magnético paralelo.

Outros mecanismo também são responsáveis pelo efeito de MRA, como manifestações de spin-flip para o alinhamento antiparalelo e a interdifusão atômica [30] por exemplo, mas todos são efeitos de menor ordem.

Espaçadores de Ta e Al não apresentam o efeito de válvula de spin esperado, pois há um decréscimo considerável na transmissão de elétrons polarizados [28]. A amplitude de polarização do fluxo, e até mesmo o próprio fluxo, são afetados, pois, além desses elementos não serem bons condutores, os elétrons ainda podem ser despolarizados por materiais paramagnéticos formados nas junções com o Ni.

Uma outra interpretação para o efeito de magnetoresistência observado em válvulas de spin pode ser feita de forma qualitativa (fig. 1.12).

Figura 1.12 – Descrição qualitativa do fenômeno de espalhamento de elétrons, tendo como consequência diferentes valores de resistências para as duas configurações de spin.

Nela, o espalhamento eletrônico está representado de forma clássica e intuitiva. À esquerda, vê-se dois materiais FM magneticamente alinhados e separados por uma camada NM. Um elétron spin-up é inserido em uma das camadas e atravessa o material sem ser espalhado, enquanto que o elétron spin-down sofre um espalhamento na camada onde a magnetização é contrária ao seu alinhamento. À direita, observa-se o espalhamento para ambos os elétrons injetados. Abaixo da ilustração, está esquematizada uma configuração equivalente com o uso de resistores atuando em correntes de spins polarizados.

Esta esquematização permite um entendimento qualitativo do que ocorre de fato nas válvulas de spin.

Decorrente do fato de o material possuir suas camadas magnéticas separadas, espera-se observar comportamentos distintos para ambas nos diagramas de FORCs, como a distribuição nos campos de interação e de inversão. Estes, por sua vez, podem estar relacionados devido às possíveis interações entre as duas camadas[30-32]. As análises dos resultados obtidos para as válvulas de spin serão feitas com base nos modelos matemáticos já descritos e em uma análise comportamental.

1.4 – Bicamadas de NiFe/FeMn com Exchange Bias

Propriedades magnéticas do Py

O Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) possui uma baixa anisotropia magnetocristalina, de aproximadamente $5 \times 10^2 \text{ J/m}^3$ e magnetostricção praticamente nula ($\approx 10^{-6}$)[33]. Também possui uma coercividade muito baixa ($\approx 1 \text{ Oe}$), sendo assim considerado um material magneticamente

mole. O Py tem estrutura cúbica FCC mas o Fe ocupa posições aleatórias na rede, resultando em uma energia de anisotropia cristalina quase nula.

A energia magnetocristalina pode ser expressa por

$$E = K_0 + K_1(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (1.47)$$

Com $K_2 \ll K_1$. Se assumirmos um processo de rotação coerente para a inversão de magnetização, o campo de anisotropia H_A será

$$H_A = \frac{2K_1}{\mu_0 M_S} \quad (1.48)$$

o que nos leva à uma permeabilidade rotacional relativa dada por

$$\mu_r = \frac{\mu_{rot}}{\mu_0} = 1 + \frac{M_S}{H_A} = 1 + \frac{\mu_0 M_S^2}{2K_1} \quad (1.49)$$

Para uma liga $Ni_{0.78}Fe_{0.22}$, $K_1 \approx -5 \times 10^2 J/m^3$ e $M_S = 835 \times 10^3 A/m$, teremos $\mu_r \approx 800$. Sabe-se que esses materiais possuem $\mu_r \approx 8000$. Assim, Chikazumi(1952) sugeriu que rotações incoerentes aliadas a um (em menor intensidade) deslocamento de paredes de domínios são os mecanismos de inversão de magnetização característicos desta liga.

Propriedades magnéticas do FeMn

A liga $\gamma-Fe_{50}Mn_{50}$ (cfc) estudada se encontra no estado antiferromagnético. Sua deposição não depende de processos reativos e a temperatura de Néel é de $\approx 519K$ ($246^\circ C$), sendo assim estável à temperatura ambiente. O bulk na fase γ possui um comportamento de uma liga INVAR, ou seja, não possui dilatação térmica. A transição estrutural da fase γ para a fase ϵ (hcp, hexagonal close packed) se dá em $\approx 80K$ ($-193^\circ C$).

Segundo a literatura[34], a estrutura de spins da fase γ possui uma localização aleatória, tendo em vista que os átomos de Fe e Mn não ocupam um sítio preferencial. Devido ao crescimento das amostras em *Sputtering* (ou seja, com rugosidade), espera-se uma interface não-compensada, reforçada ainda pela hipótese de este método de deposição favorecer a interdifusão atômica.

Comportamento magnético do NiFe/FeMn

O crescimento de filmes de NiFe em contato com o FeMn provoca mudanças magnéticas que o torna interessante à pesquisa, devido principalmente ao efeito de anisotropia de troca. Uma breve descrição desses efeitos encontra-se a seguir, com algumas características mais importantes conhecidas sobre essas bicamadas.

A influência da subcamada (buffer)

O efeito de anisotropia de troca nas junções NiFe/FeMn está diretamente ligado com a formação da fase $\gamma-Fe_{50}Mn_{50}$ [35] e que a formação desta estrutura depende fortemente da sequência de deposições, assim como da subcamada (*buffer*) utilizada.

A utilização do Ta como *buffer* para o crescimento de bicamadas NiFe/FeMn favorece a formação de grãos de dimensão pequena e baixa rugosidade, favorecendo o aumento do efeito de Exchange Bias[36]. O Ta possui peculiaridades que o tornam interessante para o estudo de bicamadas, pois favorece uma maior estabilidade da fase γ do FeMn e é capaz de produzir o efeito de H_{EB} com espessuras pequenas, da ordem de 10nm, além de favorecer uma baixa coercividade no NiFe.

Para o cobre, é evidenciado que o efeito de H_{EB} aumenta de forma linear com o aumento da espessura do mesmo até uma espessura de aproximadamente 30nm[36], permitindo inclusive valores maiores de Exchange Bias que com amostras feitas com Ta.

A influência da camada de FeMn

Sabe-se que [14] para espessuras de FeMn menores que ≈ 5 nm feitas em *Sputtering*, não é possível a observação do efeito de H_{EB} , pois a anisotropia magnetocristalina do FeMn não se torna capaz de se manter fixa, mudando sua orientação com a mudança da magnetização do NiFe, criando apenas um aumento na coercividade do material ferromagnético.

Para a camada de FeMn crescida sobre a camada de NiFe, pode-se observar um comportamento do tipo[37] $H_{EB} \propto t_{FM}^{-1}$ para espessuras entre 10 nm e 1000 nm do FeMn. Para espessuras menores que 10 nm do FeMn, espera-se flutuações nos valores de H_{EB} devido à instabilidade estrutural da fase γ .

O comportamento típico observado da dependência de H_{EB} e H_C com a espessura de FeMn encontra-se na figura a seguir. Sabe-se também que o comportamento característico de dependência destes parâmetros também sofrem variações com a mudança da espessura do Permalloy.

Figura 1.13 – Dependência de H_{EB} e H_C [38] para a amostra Cu[111]/Py(32 e 70 Å)/FeMn/Au(20 Å).

A influência da camada de Py

Sabe-se que [38] amostras com uma camada de Py com espessuras maiores que 50nm proporcionam valores de H_{EB} desprezíveis se comparados aos valores com espessuras da ordem de 10nm. Isto se deve ao comportamento de dependência de H_{EB} com t_{FM}^{-1} . Espera-se também

valores da mesma ordem de grandeza para a coercividade, com esta podendo ter uma dependência mais intensa com t_{FM}^{-d} , onde d é, em geral, maior que 1.

Figura 1.14 - Dependência de H_{EB} e H_{C} [38] para a amostra $\text{Cu}[001]/\text{Py}/\text{FeMn}(87 \text{ e } 89 \text{ \AA})/\text{Au}(20 \text{ \AA})$ para diferentes orientações de campo em relação ao plano da amostra.

Amostras feitas em MBE (Molecular Beam Epitaxy) evidenciam [38] claramente os máximos e mínimos tanto para H_{EB} quanto para H_{C} (fig. 1.15) para diferentes espessuras de cada camada.

Figura 1.15 – Dependência de H_{EB} e H_{C} com as espessuras de $\text{Ni}_{0,80}\text{Fe}_{0,20}/\text{Fe}_{0,50}\text{Mn}_{0,50}$ [38].

Para amostras produzidas via *Sputtering*, espera-se um comportamento similar, mas com grandezas diferentes devido aos efeitos de rugosidade na interface.

1.5 – O Modelo de Preisach

O modelo de Preisach será exposto com a finalidade de ser usado para entender os processos de magnetização das amostras obtidas através de curvas de inversão de primeira ordem, onde a matemática dos Diagramas de FORCs será explorada para que possa ser usada em simulações.

Modelo clássico de Preisach

Uma descrição para o fenômeno de histerese foi proposto por Preisach no ano de 1935[39]. Preisach basicamente considerou partículas que possuíssem duas possibilidades de orientação magnética: $\pm m_s$. Também considerou que, quando sob a orientação de um campo magnético alto, elas possuíssem a orientação do mesmo, e, com o decréscimo do campo, haveria um valor crítico em que ocorresse a inversão de magnetização. Este valor foi denominado de campo de inversão (switching field) H_{sw} . Tendo esta propriedade, pode-se constatar que uma partícula, ao ser submetida a um campo decrescente passando pelo valor de inversão, esta terá sua magnetização invertida, sem que haja um intervalo de transição. As considerações são válidas para a situação inversa, para um campo alto com valor negativo. A evolução da magnetização está evidenciada na figura 1.16, mostrando o comportamento descrito aqui.

Figura 1.16 - Uma única partícula com magnetização $\pm m_s$ sob ação de um campo H , com campos de inversão H_u e H_d .

Preisach considerou que, para um sistema com muitas partículas, os campos de inversão poderão não ser os mesmos para cada uma. Assim, estatisticamente, teremos uma distribuição no campo de inversão.

Num aprofundamento matemático do modelo, consideramos um operador γ , responsável por mudar o sinal da magnetização de uma partícula (ou domínio) atuando sobre $m(H_u, H_d)$, que é a notação para uma partícula com um loop de histerese dado pela figura 1.16.

Para uma função de distribuição $\phi(H_u, H_d)$ para a inversão dum conjunto de partículas, teremos a magnetização total dada por

$$M = \iint_{H_u \geq H_d} \phi(H_u, H_d) m(H_u, H_d) H(t) (dH_u)(dH_d) \quad (1.50)$$

Onde M é a magnetização total, $m(H_u, H_d)H(t) = +m_s$ se as partículas mudarem a magnetização positivamente e $m(H_u, H_d)H(t) = -m_s$ se as partículas mudarem a magnetização negativamente. Uma investigação matemática do modelo de Preisach é facilitada pela interpretação geométrica. Esta interpretação é baseada no fato de que há uma correspondência unívoca entre os operadores $\gamma(\alpha, \beta)$ (onde $\alpha = H_u$ e $\beta = H_d$) e os pontos (α, β) no semi-plano $\alpha \geq \beta$. Em outras palavras, cada ponto do semi-plano $\alpha \geq \beta$ pode ser identificado com apenas um operador particular γ de campos de inversão.

A representação da distribuição dos operadores γ_s num sistema de coordenadas α e β permite entender de forma clara o processo de magnetização. Esta distribuição, uma vez conhecida, pode ser integrada de forma a se obter as contribuições para a magnetização de partículas orientadas negativamente e positivamente. Caso a distribuição for desconhecida, ela poderá ser obtida através da obtenção de derivadas de curvas de magnetização experimentais. A seguir, segue uma descrição matemática detalhada sobre os mecanismos do modelo de Preisach.

Considere um triângulo T (fig. 1.17). Seguindo a definição $\alpha \geq \beta$, definimos a geometria com $\alpha_0 = -\beta_0$. Este triângulo será chamado de limitante para uma dada função $\mu(\alpha, \beta)$ finita e restrita ao triângulo, ou seja, será zero fora dele.

Figura 1.17 – Triângulo limitante do modelo de Preisach.

Considerando agora um valor de entrada $u(t)$ em t_0 (figura 1.17), o triângulo estará dividido em duas áreas. A área de cima, $S^+(t)$, integrada sobre a função $\mu(\alpha, \beta)$ e multiplicada pelo sinal negativo, nos dará o valor total da magnetização das partículas que estiverem orientadas negativamente. Do mesmo modo, a outra área integrada sobre $\mu(\alpha, \beta)$ nos dará o

valor total da magnetização das partículas orientadas positivamente. A soma das duas integrais dará a magnetização total do sistema.

Figura 1.18 – Diagrama representando uma entrada $u(t)$.

Caso agora $u(t)$ levar β de $\beta=\alpha$ para $\beta=\beta_1$ (fig. 1.19), então teremos um novo balanço das integrais, podendo gerar uma magnetização total diferente da anterior. Caso uma nova entrada de $u(t)$ gerar um acréscimo em α (fig. 1.20), teremos novamente outras regiões a serem integradas sobre $\mu(\alpha, \beta)$.

Figura 1.19 – Triângulo T subdividido em $S^+(t)$ e $S^-(t)$.

Figura 1.20 - Triângulo T subdividido em $S^+(t)$ e $S^-(t)$.

A formalização deste processo pode ser dada se considerarmos os operadores de inversão. De uma maneira generalizada, teremos a contribuição total da distribuição dada por

$$f(t) = \iint_{S^+(t)} \mu(\alpha, \beta) \gamma u(t) d\alpha d\beta + \iint_{S^-(t)} \mu(\alpha, \beta) \gamma u(t) d\alpha d\beta \quad (1.51)$$

com $\gamma=+1$ caso $(\alpha, \beta) \in S^+(t)$ e com $\gamma=-1$ caso $(\alpha, \beta) \in S^-(t)$.

Uma consequência desse modelo é a criação de curvas de histerese se considerarmos um campo inicial alto e integrarmos até um campo negativamente alto, com $\mu(\alpha, \beta)$ conhecido. O contrário irá completar a curva (fig. 1.4).

Para a determinação de $\mu(\alpha, \beta)$, vemos pela equação 1.51 que, de forma equivalente, obtemos

$$\mu(\alpha, \beta) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \alpha \partial \beta} f_{\alpha\beta} \quad (1.52)$$

Uma das possíveis formas de se determinar a função $\mu(\alpha, \beta)$ experimentalmente é a de se fazer variações determinadas em α e β para que seja possível obter as derivadas desejadas, descritas a seguir. Partindo da saturação S^+ , leva-se β até um valor pouco abaixo de seu valor inicial, com a volta para a saturação através do acréscimo em α . No próximo ciclo, toma-se β um pouco menor que o valor anterior, e torna-se a saturar o sistema. Fazendo as variações de $\beta = \alpha_0$ até $\beta = -\alpha_0$, teremos uma seqüência de linhas sucessivas que podem nos dar a forma de $\mu(\alpha, \beta)$, que são chamadas de curvas de inversão primeira ordem, ou First Order Reversal Curves, usando os parâmetros de campo H_a e H_r , descritos a seguir.

Partindo de uma magnetização de saturação positiva, por exemplo, leva-se o campo H até um certo valor em que a magnetização $M(H)$ da amostra esteja entre o mínimo e o máximo. Num determinado valor de campo H_r , leva-se o campo novamente à saturação pelo campo H_a . A magnetização $M(H_a, H_r)$ no segundo trecho estará no interior da curva de histerese (fig. 1.21). Assim, para sucessivas curvas, obteremos a forma de $\rho(H_r, H_a)$, que é o recíproco de $\mu(\alpha, \beta)$, e pode ser chamada de distribuição de FORCs, que compõe o diagrama.

Figura 1.21 – Curva de inversão de primeira ordem.

Este modelo possui algumas limitações intrínsecas, surgindo assim a necessidade de modificações no mesmo.

Devido ao fato do modelo clássico ser incapaz de descrever desvios de congruência de ciclos menores (ciclos internos à curva de histerese) e não levar em conta processos dinâmicos, por exemplo, o *Moving Preisach Model of Hysteresis* (Modelo móvel de Preisach de histerese) foi criado, visto às necessidades de modificações do modelo clássico.

Modelo Móvel de Preisach

O Modelo Móvel[39] tem origem no modelo clássico, mas com algumas modificações. Para ser possível eliminar as limitações intrínsecas do modelo clássico, algumas generalizações se tornam necessárias, e essas mudanças refletem na introdução de uma nova região de integração do diagrama, denominada de componente R.

Se tomarmos o triângulo T (fig. 1.17) e o subdividirmos em três componentes, definindo-as como $S_{u(t)}^+$, $S_{u(t)}^-$ e $R_{u(t)}$, teremos a figura 1.22.

Figura 1.22 – Diagrama representado pelo modelo móvel de Preisach.

Assim, a equação 1.51 pode ser reescrita da forma

$$f(t) = \iint_{S_{u(t)}^+} \mu(\alpha, \beta) \gamma u(t) d\alpha d\beta + \iint_{S_{u(t)}^-} \mu(\alpha, \beta) \gamma u(t) d\alpha d\beta + \iint_{R_{u(t)}} \mu(\alpha, \beta) \gamma u(t) d\alpha d\beta \quad (1.53)$$

Com $u(t) \geq \alpha$ para qualquer (α, β) pertencente à $S_{u(t)}^+$ teremos $\gamma_{\alpha\beta} u(t) = +1$. Similarmente, para $u(t) \leq \beta$ para qualquer (α, β) pertencente à $S_{u(t)}^-$ teremos $\gamma_{\alpha\beta} u(t) = -1$.

Reescrevendo a equação 1.53, teremos

$$f(t) = \iint_{R_{u(t)}} \mu(\alpha, \beta) \gamma u(t) d\alpha d\beta + \iint_{S_{u(t)}^+} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{S_{u(t)}^-} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (1.54)$$

Para simplificarmos os dois últimos termos, devemos expressar suas integrais na forma de f^+ e f^- . Assim, saindo de um estado saturado negativamente, podemos encontrar que f^+ é da forma

$$f_{u(t)}^+ = - \iint_{R_{u(t)}} \mu(\alpha, \beta) \gamma u(t) d\alpha d\beta + \iint_{S_{u(t)}^+} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{S_{u(t)}^-} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (1.55)$$

De forma similar, saindo do estado de saturação positiva, teremos

$$f_{u(t)}^- = \iint_{R_{u(t)}} \mu(\alpha, \beta) \gamma u(t) d\alpha d\beta + \iint_{S_{u(t)}^+} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{S_{u(t)}^-} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (1.56)$$

A soma de f^+ com f^- nos dá

$$\iint_{S_{u(t)}^+} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{S_{u(t)}^-} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta = \frac{1}{2} (f_{u(t)}^+ + f_{u(t)}^-) \quad (1.57)$$

Substituindo 1.57 em 1.54, teremos então

$$f(t) = \iint_{R_{u(t)}} \mu(\alpha, \beta) \gamma u(t) d\alpha d\beta + \frac{1}{2} (f_{u(t)}^+ + f_{u(t)}^-) \quad (1.58)$$

Esta expressão é formalmente equivalente ao modelo clássico. Entretanto, nesta expressão, a integração não é feita sobre um triângulo limitante T , mas sim sobre um retângulo $R_{u(t)}$, que muda conforme as variações são efetuadas. Por este motivo, a equação 1.58 foi designada como sendo a equação do *Modelo Móvel de Preisach*. Nela, o termo $\frac{1}{2} (f_{u(t)}^+ + f_{u(t)}^-)$ representa completamente a componente R . Esta componente é atribuída à contribuição da magnetização reversível. O primeiro termo do lado direito é atribuído à contribuição da magnetização irreversível. Esta nova solução pode causar mudanças em simulações de FORCs se compararmos o modelo clássico com o modelo móvel[40]. Para acharmos o equivalente ao $\mu(\alpha, \beta)$, ou seja $\rho(H_a, H_r)$, devemos fazer algumas manipulações matemáticas em duas situações diferentes.

Supondo ter uma amostra negativamente saturada, leva-se $u(t)$ até um valor α . Leva-se, novamente, $u(t)$ até um novo valor, menor, β (figura 1.23). Pela equação 1.58, $f_{\alpha\beta}$ toma a forma

$$f_{\alpha\beta} = \iint_{R(\alpha, \beta_0; \beta, \beta)} \mu(\alpha', \beta') d\alpha' d\beta' - \iint_{R(\alpha_0, \beta_0; \alpha, \beta)} \mu(\alpha', \beta') d\alpha' d\beta' + \frac{f_{\beta}^+ + f_{\beta}^-}{2} \quad (1.59)$$

onde R é o retângulo de vértices opostos a ser integrado.

Supondo agora a situação contrária, onde parte-se da saturação positiva (fig. 1.24), teremos

$$f_{\beta}^- = \iint_{R(\alpha_0, \beta_0; \beta, \beta)} \mu(\alpha', \beta') d\alpha' d\beta' + \frac{f_{\beta}^+ + f_{\beta}^-}{2} \quad (1.60)$$

e, introduzindo a função

$$T(\alpha, \beta) = f_{\beta}^- - f_{\alpha\beta} \quad (1.61)$$

que é igual ao incremento entre a linha descentente (primeira hipótese) e uma FORC (segunda hipótese). Das equações 1.59, 1.60 e 1.61, encontramos

$$T(\alpha, \beta) = 2 \int_{\alpha}^{\alpha_0} \int_{\beta_0}^{\beta} \mu(\alpha', \beta') d\beta' d\alpha' \quad (1.62)$$

que na forma diferencial fica

$$\mu(\alpha, \beta) = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \alpha \partial \beta} T(\alpha, \beta) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \alpha \partial \beta} f_{\alpha\beta} \quad (1.63)$$

que coincide com a equação 1.52 do Modelo Clássico de Preisach.

Figura 1.23 – Entrada de valores no modelo móvel. Figura 1.24 – Evolução de valores de entrada no modelo móvel.

Representação da função de distribuição

A representação dos diagramas $\rho(H_A, H_R)$ de FORCs pode ser dada nas coordenadas H_A e H_R , com H_A sendo um determinado valor do campo magnético aplicado entre o campo de retorno da FORC e a saturação e H_R sendo o valor do campo de retorno. Entretanto, podemos introduzir novas variáveis[41]. Tomando

$$h_c = \frac{H_A - H_R}{2} \text{ e } h_b = \frac{H_A + H_R}{2} \quad (1.64)$$

teremos h_c representando os campos coercivos e h_b os de interação (fig. 1.25). Vê-se que, desta forma, teremos sempre $h_c \geq 0$.

Figura 1.25 – Representação do diagrama de FORCs em termos das coordenadas (h_b, h_c) .

Desta forma, podemos analisar melhor os diagramas obtidos experimentalmente, além de dar suporte para o desenvolvimento teórico do modelo para simulações, com a distribuição sendo agora representada por $\rho(h_c, h_b)$. O eixo h_b refere-se à todas as contribuições de interação, sejam elas entre paredes de domínios, exchange direto ou dipolares, entre outras. Assim, sempre que for feita a referência sobre o “campo de interação”, deve-se entender que se trata de uma expressão generalizada, resultante de todas as contribuições possíveis do sistema.

Assim, ao se observar um diagrama de FORCs, espera-se ver uma forma com um pico com uma distribuição tipo lognormal(no caso específico deste trabalho), e este pico poderá servir como uma estimativa para a coercividade. A distribuição no eixo h_b pode ser tomada, como uma primeira aproximação, com uma forma gaussiana. A posição do pico neste eixo pode ser relacionada com o campo de Exchange Bias. Estas observações reforçam ainda mais a necessidade de mudança de eixos para que uma melhor análise seja feita.

Deve-se mencionar novamente que, experimentalmente, o diagrama obtido provém da derivada segunda da curva de magnetização (fig. 1.21), sob a forma

$$\rho(H_R, H_A) = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 M}{\partial H_R \partial H_A} \quad (1.65)$$

e, após esta etapa, deve-se efetuar a mudança de eixos.

Ao se efetuar esses cálculos, um último procedimento é efetuado. Com a intenção de se eliminar ruídos que podem inclusive impossibilitar a visualização de quaisquer regiões definidas no diagrama de FORCs, utiliza-se uma ferramenta chamada Smooth Factor (SF), que é um método de amortização dos resultados. Sem um aprofundamento matemático sobre o assunto, basta saber que sua finalidade é a de se ajustar um ponto com base em um quadrado com seus primeiros vizinhos. Assim, para $SF=3$, por exemplo, tem-se um ponto sendo amortizado pelos pontos dentro de um quadrado que atinge os três primeiros vizinhos de cada lado. Essa ferramenta traz como consequência a amortização da curva juntamente com uma maior dispersão da distribuição, podendo assim alterar a distribuição no diagrama de FORCs, alargando-a.

A obtenção dos diagramas de FORCs foi feita com o uso de um algoritmo desenvolvido para o programa MATLAB, que utiliza o método de convolução de Savitzky-Golay, explorado por David Heslop [60].

Capítulo 2

Preparação e caracterização das amostras

As amostras foram produzidas via *Sputtering* e submetidas à medidas de Raios X para a determinação das estruturas cristalinas e RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) para a determinação das espessuras.

2.1 – Equipamentos Utilizados

A produção das amostras foi feita em um *Sputtering*, pertencente ao Laboratório de Materiais Magnéticos (LMM) do IFUSP, modelo ATC 2000 AJA International.

As medidas magnéticas à temperatura ambiente foram feitas em um VSM modelo 4500 da EG&G Parc, com a fonte modelo BOP 36-12M da Kepco. Para este equipamento, foi utilizada uma bobina cilíndrica de indução magnética produzida no LMM do IFUSP para a detecção da magnetização da amostra. Algumas medidas iniciais foram feitas com o uso de um equipamento VSM, pertencente à Unicamp, modelo 7400 da LakeShore.

As medidas em baixas temperaturas foram feitas com o uso de uma bobina supercondutora resfriada à He num equipamento criogênico modelo 150A da Janis, acoplado à um VSM modelo 4500 da EG&G Parc, com a fonte modelo 625 da LakeShore. O controlador de temperatura utilizado foi o modelo DRC91C da LakeShore.

2.2 – Crescimento dos filmes

Foram feitas, primeiramente, 36 amostras de filmes finos via *Magnetron Sputtering* com dois *buffers* diferentes e espessuras variáveis. Basicamente, a sequência de deposição resultou numa amostra com a estrutura Si[100]/Buffer/NiFe/FeMn/Ta (fig. 2.1). Posteriormente ao estudo e às caracterizações, duas amostras deste mesmo sistema foram reproduzidas via *Sputtering* sob as mesmas condições de deposição com dimensões espaciais reduzidas para que fosse possível introduzi-las em um magnetômetro utilizando uma bobina supercondutora para medidas em baixas temperaturas. Cinco válvulas de Spin também foram feitas, caracterizadas pela estrutura Si[100]/Cu/NiFe/Cu/NiFe/FeMn/Ta (fig. 1.10).

Figura 2.1 – Estrutura utilizada para o crescimento dos filmes.

O silício utilizado foi o Si[100], ou seja, com a orientação dos planos cristalinos perpendiculares à direção [100]. Sua superfície precisou ser limpa de quaisquer tipos de óxidos ou outras substâncias presentes para que a deposição se desse diretamente em cima da estrutura do silício, evitando assim imperfeições no crescimento, além de evitar possíveis mudanças nas interações atômicas dos filmes. Para isto, foi necessária a utilização do ácido fluorídrico (HF 10% H₂O 90% durante 2 minutos, com limpeza posterior com água deionizada, álcool etílico e seco em N₂) antes de inserir as estruturas no porta-amstras do *Sputtering* (fig. 2.2), que permite que as deposições dos filmes sejam feitas numa região circular de diâmetro de aproximadamente 8mm. As dimensões das estruturas de Si utilizadas foram de 1cm x 1cm, sendo que as outras duas amostras e as válvulas de Spin feitas posteriormente possuíam 1cm x 0.5cm em um porta-amstras com seis compartimentos para a fixação dos substratos, tendo apenas três deles utilizados e com uma janela para cada abertura com o propósito de preservar uma amostra durante o crescimento de outra contida no mesmo porta-amstras. O equipamento de *Sputtering* possuía um mecanismo manual de alavancas capaz de abrir ou fechar qualquer janela, permitindo assim o total controle sobre o processo.

Assim, inseridos os substratos no *Sputtering*, com uma pressão inicial variando normalmente de 1E-7 à 2E-7 Torr, a deposição do *Buffer* foi feita com todas as janelas abertas, permitindo assim uma equalização de espessuras para todas as amostras em crescimento. Os buffers utilizados foram o Cu e, posteriormente, em outras amostras, o Ta. Para o cobre, a espessura estimada através de calibrações anteriores [42] foi de 20nm, sendo depois determinada através de espectros de RBS. Para isto ser possível, as deposições foram feitas com o equipamento funcionando em modo DC à temperatura ambiente, com o uso de 5mTorr de Argônio num fluxo de 20,0±0,1 sccm e à 100W de alimentação dos *guns* por um tempo de 4'18". Para o buffer de Ta, pôde-se esperar uma camada da ordem de 30nm. Para isto, o tempo de deposição foi alterado para 16' e a potência para 50W.

Figura 2.2 – Porta-amstras utilizado no *Sputtering*

Após a deposição dos buffers, a camada de $\text{Ni}_{0,81}\text{Fe}_{0,19}$ (Permalloy(Py)) foi depositada com o próprio alvo de Py, com a camada de $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ em seguida com o alvo de FeMn e, para proteger a amostra de possíveis oxidações e contaminações, uma camada de aproximadamente 10nm de Ta foi utilizada (capping layer), evidenciada posteriormente por RBS.

As amostras foram feitas primeiramente com a camada de NiFe constante à 10nm e com a camada de FeMn variando de 2nm a 30nm. Para a deposição do NiFe, a única alteração feita no equipamento foi o tempo de deposição, que, para a produção de 10nm de camada, estimou-se um tempo de 5`40", tendo todos os outros parâmetros, como fluxo e potência constantes com os utilizados para a deposição do Cu. Em seguida, a camada de FeMn foi mantida constante em 10nm e variou-se a espessura do NiFe de 2nm a 30nm. Para isto, os parâmetros utilizados no *Sputtering* foram os mesmos que os utilizados anteriormente, com o tempo de deposição estimado em 5`24". Após a obtenção destas amostras para o buffer de Cu, o mesmo foi feito para o Ta. Assim, obtemos quatro famílias de amostras, descritas pela tabela 2.1.

Ta (nm)	Cu (nm)	NiFe (nm)	FeMn (nm)
30	20	10	2/5/7/10/12/15/20/25/30
30	20	2/5/7/10/12/15/20/25/30	10

Tabela 2.1 – Espessuras estimadas para as amostras. Para uma camada em uma espessura fixa, amostras foram produzidas variando-se a espessura do outro material, tanto para buffers de Cu quanto para buffers de Ta.

Devido aos imãs localizados dentro do *Sputtering*, as camadas foram criadas com campo magnético presente, criando assim uma direção de magnetização para a deposição do NiFe, permitindo assim uma deposição do FeMn com a orientação de spins definida, evidenciando a anisotropia do material.

De acordo com a calibração [42], as espessuras dos materiais deveriam seguir a regra $t=kT$, onde t é a espessura, k é uma constante e T é o tempo(tab. 2.2).

Material	k(nm/s)
Cu	0.078
Ta	0.031
FeMn	0.031
NiFe	0.029

Tabela 2.2 – valores previstos para k em nm/s.

A obtenção das amostras posteriores foi feita através do mesmo processo, tendo todos os seus parâmetros de crescimento equivalentes, sendo assim redundante a explicação da produção das mesmas.

Deve-se explicitar que as válvulas de Spin obtidas tiveram apenas a camada não magnética variada, tendo todas as suas outras mantidas de forma inalterada. As amostras obtidas estão descritas na tabela 2.3

Espessuras estimadas (nm)
sv1 – Cu(20) /NiFe(10) /Cu(1) /NiFe(10) /FeMn(30) /Ta(10)
sv2 – Cu(20) /NiFe(10) /Cu(2) /NiFe(10) /FeMn(30) /Ta(10)
sv3 – Cu(20) /NiFe(10) /Cu(3) /NiFe(10) /FeMn(30) /Ta(10)
sv4 – Cu(20) /NiFe(10) /Cu(4) /NiFe(10) /FeMn(30) /Ta(10)
sv6 – Cu(20) /NiFe(10) /Cu(6) /NiFe(10) /FeMn(30) /Ta(10)

Tabela 2.3 – Espessuras estimadas para as amostras de válvulas de Spin.

2.3 – Tratamento Térmico com campo aplicado

O tratamento térmico foi feito em alguns filmes com a finalidade de se comparar comportamentos antes e depois do processo. Basicamente, introduz-se a amostra dentro de uma região com um campo magnético, onde a mesma, à vácuo, tem sua temperatura elevada de forma a ser maior que a temperatura de Néel do material antiferromagnético para que haja o desordenamento magnético desta camada. A seguir, resfria-se a amostra com o campo aplicado até a temperatura ambiente. Este processo de resfriamento provoca o ordenamento antiferromagnético do material, tendo como conseqüências [43] o aumento da constante de anisotropia antiferromagnética e, para as bicamadas, o aumento do campo de Exchange Bias.

As amostras foram submetidas a um campo de 5kOe de um imã direcionado no plano do filme, onde, sob uma pressão de aproximadamente 10^{-5} Torr, foram submetidas à temperaturas de 290⁰C durante 40 minutos, sendo naturalmente resfriadas por irradiação térmica após o tratamento térmico, durante aproximadamente duas horas.

2.4 - Difrações de Raios X

Amostras-testes sobre substratos de Si[100] foram feitas via *Sputtering* para medições em Raios-X (RX) e calibrações em RBS. Amostras de Cu/Ta, FeMn/Ta e NiFe/Ta foram analisadas por difratometria de RX e, posteriormente, amostras de Cu/NiFe/FeMn/Ta sem e com tratamento térmico também foram analisadas.

O cobre da amostra de Cu/Ta apresentou uma alta orientação cristalina na direção (111), tendo também um pico menor na (200) (fig. 2.3). As amostras de NiFe/Ta e FeMn/Ta também apresentaram um pico bem definido na direção (111), o que corresponde às fases cúbicas do NiFe e do FeMn. O Ta, por outro lado, apresenta um pico na região dos 36⁰, mas sua largura é muito grande, o que sugere que ele esteja em um estado quase amorfo. Assim, pode-se concluir que o Si[100] tende a orientar as estruturas a terem uma orientação preferencial (111).

Figura 2.3 – Varredura 2θ X Intensidade para amostras com substratos de Si[100] com materiais de Cu/Ta, Py/Ta e FeMn/Ta. Os gráficos foram propositalmente deslocados para uma melhor visualização.

A difratometria de RX da estrutura de Cu(20nm)/Py(10)/FeMn(30)/Ta(10) antes e após o tratamento térmico com campo aplicado possibilitou comparar a preferência das orientações cristalinas para cada caso. Como era esperado [44] sem o tratamento térmico, os picos na direção (111) dos materiais FeMn, Py e Cu se sobrepõem, tendo a direção (200) sendo principalmente atribuída ao Cu (fig. 2.4). No pós-tratamento térmico, pôde-se observar uma inversão de intensidades de picos, tendo o pico (200) mais intenso que o (111), evidenciando que o tratamento térmico não modificou apenas a estrutura de spins antiferromagnéticos, mas também provocou mudanças estruturais na formação cristalina das camadas. Pode-se observar que tanto o Py quanto o FeMn se orientaram mais intensamente na direção (200) se comparada à medição antes do tratamento térmico, tendo o Cu seguindo a mesma tendência.

Devido à sobreposição dos picos, uma definição exata das proporções não pôde ser determinada, sendo assim possível apenas aferir as tendências de forma qualitativa.

Figura 2.4 – Varredura 2θ X Intensidade para amostras com substratos de Si[100] com as camadas de Cu(20nm)/Py(10)/FeMn(30)/Ta(10) sem e com tratamento térmico com campo aplicado.

Com base nestas mudanças cristalinas observadas, elas serão atribuídas às mudanças relevantes em diagramas sem e com o tratamento térmico, vistas mais adiante nos diagramas de FORCs.

2.5- Determinação das espessuras por RBS

As espessuras foram determinadas pela técnica de retroespalhamento Rutherford (Rutherford BackScattering, RBS), sendo assim possível confirmar se os valores esperados estavam de acordo com os obtidos. A determinação é feita com o ajuste de uma curva modelada sobre o espectro experimental (fig. 2.5).

Figura 2.5 – Espectro obtido experimentalmente (preto) e seu ajuste teórico para a determinação das espessuras (vermelho). O pico maior determina a espessura do Ta, enquanto que o outro determina a presença de Ni, Fe, Mn e Cu.

Através do programa RUMP para a análise dos espectros, desenvolvido pela GenPlot, foi possível obter a tabela 2.4, onde a mesma exibe a espessura de cada elemento ou liga e os valores esperados juntamente com sua nomeação(A, B, C...) para referências simplificadas no texto.

Amostra	Espessuras nominais(nm)	Espessuras medidas(nm) ($\pm 0,4$)
A	Cu(20)/NiFe(10)/FeMn(2)/Ta(10)	22,0 /11,0 /2,2 /11,3
B	20/10/5/10	22,0 /11,6 /5,5 /11,2
C	20/10/7/10	22,0 /11,0 /7,5 /11,6
D	20/10/10/10	22,0 /11,0 /11,0 /11,2
E	20/10/12/10	21,8 /10,7 /12,2 /11,5
F	20/10/15/10	22,9 /11,3 /16,4 /11,9
G	20/10/20/10	18,0 /9,0 /18,0 /8,2
H	20/10/25/10	21,7 /10,8 /25,7 /11,6
I	20/10/30/10	22,5 /11,3 /31,8 /11,8
J	20/20/10/10	20,0 /20,0 /10,0 /11,0

Tabela 2.4 – Espessuras estimadas (à esquerda) e espessuras observadas (à direita) para as amostras Si[100]/Cu/NiFe/FeMn/Ta.

As outras duas amostras produzidas reproduziram as amostras *B* e *I*, e, através de uma calibração prévia com amostras-testes de NiFe/Ta, FeMn/Ta e Cu/Ta, foi possível estimar as espessuras (tab. 2.5).

Amostra	Espessuras estimadas (nm)
B2	20/10/5/10
I2	20/10/30/10

Tabela 2.5 – Amostras produzidas para medições em baixas temperaturas.

Apesar da aparente dificuldade na distinção dos elementos Ni, Fe, Mn e Cu devido ao peso atômico muito parecidos, pode-se observar assimetrias no pico devido às diferentes proporções de cada material com picos de energia próximos, mas não iguais. Através do ajuste das espessuras para cada camada, é possível reproduzir essas assimetrias, sendo assim possível a determinação das espessuras. Um método auxiliar utilizado para as calibrações foi a de produzir três amostras apenas com uma composição distinta, onde uma delas composta por Cu e Ta, a outra por NiFe e Ta e a última por FeMn e Ta. Observando suas espessuras e relacionando-as linearmente com o tempo de deposição, pôde-se confirmar as taxas de crescimento esperadas da tabela 2.1, sendo assim possível aferir as espessuras.

Capítulo 3

Aplicação do modelo de Preisach em filmes com Exchange Bias

3.1 – Descrição das simulações computacionais

Geralmente, a formulação do modelo de Preisach atribui funções analíticas para a distribuição $p(h_c, h_b)$ com o intuito de reproduzir o comportamento magnético observado, por exemplo, nas FORCs (esses padrões serão vistos na análise experimental). Basicamente, a formulação propõe uma distribuição gaussiana em h_b e uma distribuição lognormal em h_c .

Usualmente [45], as funções de interação, do campo de inversão e da componente reversível são dadas, respectivamente, por

$$g(h_b) = \frac{e^{-\frac{h_b^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma}, f(h_c) = \frac{B e^{-\frac{\ln^2(\frac{h_c}{H_{sw}})}{2\omega^2}}}{\sqrt{2\pi}\omega h_c}, r(h_c, h_b) = \frac{A}{\pi\omega_2 \left(1 + \frac{h_b^2}{\omega_2^2}\right)} \delta(h_c) \quad (3.1)$$

σ , H_{sw} , ω , A ($0 \leq A \leq 2/\pi$), B ($B = 1 - A\pi/2$; $0 \leq B \leq 1$) e ω_2 são os parâmetros ajustáveis que definem as características de uma amostra. Aqui, os efeitos de assimetrias e de anisotropia de troca estão embutidos no campo efetivo, dados pela equação 3.9 com os limites de integração dependentes das variações executadas em H aplicado. A e B são encarregados de normalizar as integrais de forma a se obter os valores 1 ou -1 nas regiões de saturação. Caso A for zero, teremos $B=1$.

Desta forma, torna-se possível a simulação de FORCs e, conseqüentemente, dos diagramas de FORCs. Para isto, deve-se usar as distribuições das equações em 3.1 acima sendo elas integradas computacionalmente pela equação 1.58.

Aplicando a equação 3.1 no modelo com Exchange Bias, teremos duas situações de integração, onde uma descreve a inversão de magnetização, e a outra o retorno à saturação. Supondo que se tome o ponto inicial na saturação positiva, e usando os princípios do Modelo Móvel de Preisach e o campo efetivo dado por $H_{eff} = H_a + H_{MF}$, onde H_{MF} é o campo médio, e ainda impondo a condição $-1 \leq m \leq +1$, teremos a magnetização dada por

$$m(H_a) = 1 - \left\{ 2 \int_0^\infty f(h_c) dh_c \int_{-\infty}^{-[h_c + H_{eff}]} g(h_b) dh_b \right\} + A \left(\frac{\pi}{2} + \arctan\left(-\frac{H_{eff}}{\omega_2}\right) \right) \quad (3.2)$$

A magnetização da curva se dará até um ponto determinado $H=H_r$. Vê-se que, para cálculos computacionais, deve-se tomar o cuidado ao se determinar o passo de H , pois H_{MF} é dependente de $m(H)$. Devido a este fato, um programa de computador poderá calcular $m(H)$ considerando o valor de magnetização do ponto anterior já calculado. Assim, variações muito grandes de magnetização entre dois pontos podem fazer com que a magnetização calculada seja diferente da efetuada com passos pequenos, pois esses dois pontos precisam, necessariamente, ter valores parecidos para que a integral seja aceitável.

A integral de retorno tem o mesmo princípio, salvo a condição dos limites de integração (modelo móvel de Preisach)[40].

$$m(H_r, H_a) = 1 - \left\{ 2 \int_0^\infty f(h_c) dh_c \int_{-\infty}^{\text{Min}\{-[h_c+H_a+H_{MF}], -[h_c+H_r+H_{MF}]\}} g(h_b) dh_b \right\} + A \left(\frac{\pi}{2} + \arctan\left(\frac{-H_r - H_{MF}}{\omega_2}\right) \right) \quad (3.3)$$

Desta forma, pode-se simular diagramas de FORCs experimentais através da elaboração de um programa capaz de recriar estas equações com passos pequenos. Através da mudança de parâmetros, pode-se ajustar o diagrama simulado a fim de se assemelhar com o experimental.

Considerando apenas a contribuição reversível no processo de magnetização em uma simulação, espera-se, teoricamente, que este termo não influencie o diagrama de FORCs, onde as derivadas da equação 1.65 eliminariam o termo reversível da equação 3.3. O que se observa, tanto em diagramas simulados quanto em experimentais, é a presença desta componente na região de $h_c \approx 0$ (fig. 3.1), evidenciando que as partículas magnéticas causadoras destes efeitos possuem campos de interação, mas seu campo de inversão é praticamente nulo. A componente irreversível pode ser atribuída às contribuições de outras regiões do diagrama (fig. 3.2). Esta exemplificação foi feita com os parâmetros $H_{EB} = -50$ Oe, $H_{SW} = 40$ Oe, $\omega = 0.8$ Oe, $\sigma = 6$ Oe e $B = 1$ para a componente irreversível e $H_{EB} = -50$ Oe, $\omega_2 = 9$ Oe e $A = 2/\pi$ para a componente reversível.

Figura 3.1 – Simulação de um diagrama de FORCs composto exclusivamente pela componente reversível juntamente com sua curva de histerese.

Figura 3.2 - Simulação de um diagrama de FORCs composto exclusivamente pela componente irreversível juntamente com sua curva de histerese.

Assim, para que uma simulação seja feita, deve-se levar em conta as duas contribuições para que se possa reproduzir os diagramas obtidos experimentalmente, sendo assim possível obter os parâmetros da equação 3.1.

O termo linear da contribuição do campo efetivo (eq. 3.9) também é perceptível nos diagramas de FORCs. Basicamente, a distribuição da componente irreversível sofre uma inclinação, característica do efeito de campo médio, juntamente com uma contribuição negativa abaixo da distribuição. Este comportamento, experimentalmente observado[40], pode ser simulado com o uso do modelo móvel de Preisach. Estes efeitos serão estudados de forma mais detalhada mais adiante.

3.2 – Estudo de assimetrias no Modelo de Preisach com Exchange Bias

De acordo com a Teoria de Campo Médio de P. Weiss [48] e de Bethe Peierls [49], o campo magnético efetivo possui um termo linear em m . Esta aproximação supõe um material puramente ferromagnético e não considera efeitos de borda nem falhas, aprisionamentos de paredes de domínios e interações de menor ordem. Mesmo para estas condições, a teoria ainda é imprecisa, sendo ela uma primeira aproximação para um possível aprofundamento teórico onde quer que seja aplicada. Levando em conta esses fatores, podemos introduzir, através da mesma análise feita por P. Weiss, uma função de campo efetivo não-linear e, através de uma justificativa matemática para isto, torna-se possível atribuir novos termos do campo efetivo no Modelo de Preisach com Exchange Bias.

Os efeitos de assimetria observadas em curvas de magnetização e no efeito *training*[47] também podem ser observados em FORCs e, conseqüentemente, em diagramas de FORCs. Observa-se na figura 4.6 esse efeito associado à um ciclo de histerese onde os mesmos podem ser observados. Vê-se, qualitativamente, que a saturação positiva se dá de forma suave e que a negativa converge abruptamente. Este fenômeno pode ser reproduzido através de simulações do Modelo de Preisach com Exchange Bias. Para isto, o modelo deve ser adaptado para a introdução de novos termos nas componentes de interação AF/FM (eq. 1.43). E, para realmente garantir que esses efeitos secundários não são devido á aprisionamentos de paredes de domínios ou até mesmo a regiões não saturadas completamente, três amostras foram submetidas a campos de até 20kOe, onde as mesmas continuaram apresentando o comportamento assimétrico, evidenciando assim que essas observações não são conseqüentes da não saturação do material. Vale lembrar que a 200 Oe o material já apresenta uma saturação aparente e que a maioria das medidas de curvas de magnetização foi feita com H máximo de 400 Oe.

Como já foi abordado, a solução teórica do problema ainda está em aberto, e aproximações fenomenológicas tornam-se essenciais para a descrição quantitativa dos processos envolvidos. Assim, sob um ponto de vista do Modelo de Preisach com Exchange Bias, podemos atribuir novos termos na equação 1.43, impondo as condições de contorno, que são $\zeta(+M_S) = 1$ e $\zeta(-M_S) = -1$. Considerando que a função $\zeta(M)$ não seja linear (fig. 3.3), mas que possa ser expressa por uma série de potências ímpares para que as c.c. sejam satisfeitas, pode-se chegar a um resultado aproximado do exato caso os primeiros termos forem considerados, supondo que a série seja convergente, teremos

$$\zeta(M) = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} a_i \left(\frac{M}{M_S}\right)^i}{\sum_{i=1}^{\infty} a_i}, i = \text{ímpar} \quad (3.5)$$

Figura 3.3 – Exemplificação da função $\zeta(M)$ e a aproximação linear.

Considerando que o primeiro termo $\frac{M}{M_S}$ seja predominante na descrição do fenômeno, obteremos uma solução aproximada supondo

$$\zeta(M) = \frac{\frac{M}{M_S} + \alpha \frac{M^3}{M_S^3}}{1 + \alpha} \quad (3.6)$$

Desta forma, obteremos o campo médio H_{MF} . Da equação 1.40, teremos a forma

$$H_{MF} = \left(-N_{eff} + \frac{8}{r} \frac{\gamma_{FM}}{\mu_0 M_S^2} \right) M - \frac{\gamma_{AF-FM}}{t\mu_0 M_S (1 + \alpha)} - \frac{3\alpha \gamma_{AF-FM} M^2}{t\mu_0 (1 + \alpha) M_S^3} \quad (3.7)$$

com

$$H_{EB} = \frac{\gamma_{AF-FM}}{t\mu_0 M_S (1 + \alpha)} \quad (3.8)$$

Assim, é possível obter uma grandeza numérica α para as assimetrias e, através dos ajustes das curvas de magnetização, esta grandeza pode ser conhecida. Para uma maior simplificação para a manipulação das equações, pode-se também usar a forma

$$H_{MF} = k_1 M + k_2 \frac{M^2}{M_S} - H_{EB} \quad (3.9)$$

onde k_1 e k_2 são adimensionais, sendo expressos por

$$k_1 = \left(-N_{eff} + \frac{8}{r} \frac{\gamma_{FM}}{\mu_0 M_S^2} \right) \quad (3.10a)$$

$$k_2 = -\frac{3\alpha \gamma_{AF-FM}}{t\mu_0 (1 + \alpha) M_S^2} = -\frac{3\alpha H_{EB}}{M_S} \quad (3.10b)$$

A hipótese assimétrica ainda é reforçada pelo fato de esse termo ser capaz de reproduzir os efeitos observados experimentalmente através de simulações computacionais (fig. 3.4).

Figura 3.4 – Simulações utilizando o Modelo de Preisach com Exchange Bias para um valor fixo de H_{EB} à -50 Oe, $k=0$, $\alpha=0$ e $\alpha=0.1067$.

O primeiro termo de k_1 , que é o resultado da contribuição desmagnetizante, pode assumir um valor limite $N_{eff} = 1$. O segundo termo pode assumir somente valores positivos que pode ser relativamente grande caso r for pequeno e ser pequeno caso r for grande. Os limites assumidos por k_1 então se dão da forma $[-1; \infty[$. Para o caso de k_2 , pode-se notar uma descontinuidade em $\alpha=-1$. No entanto, não há imposições quanto à limites inferiores ou superiores e, a princípio, k_2 pode assumir qualquer valor através da definição de α .

Com base nisto, simulações com a variação dos parâmetros k_1 e k_2 foram feitas para se entender mais precisamente o comportamento das distribuições de FORCs. Combinações foram feitas com k_1 e k_2 para $A=0$; $\omega=0,8$; $H_{sw}=40$; $\sigma=6$ e $H_{EB}=-50$. Os gráficos estão dispostos a seguir, com as FORCs em seguida. Analisando a componente reversível de forma separada, também foram obtidos os diagramas das mesmas tomando $B=0$; $\omega_2=9$ e com a mesma variação dos k 's.

Figura 3.5 – Simulações da componente irreversível do modelo móvel de Preisach com Exchange Bias.

Figura 3.6 – Simulações feitas através do modelo móvel de Preisach com Exchange Bias com os efeitos de assimetria introduzidos no campo efetivo. As FORCs correspondem aos diagramas da figura 3.5.

Figura 3.7 – Simulações da componente reversível do modelo móvel de Preisach com Exchange Bias.

Figura 3.8 – Simulações feitas através do modelo móvel de Preisach com Exchange Bias com os efeitos de assimetria introduzidos no campo efetivo apenas com a componente reversível atuando no processo de magnetização. A seguir, três curvas de histerese relativas aos diagramas com os k 's acima.

Essas simulações mostram uma quantidade muito grande de informações relevantes que serão usadas na modelagem de diagramas experimentais.

Uma observação que pode ser útil na modelagem experimental vêm do fato de valores positivos de k_2 produzirem regiões negativas com o mínimo à frente (no eixo h_c) do pico da distribuição, enquanto que esse efeito atribuído à k_1 se dá com o mínimo alinhado (no eixo h_c) com o pico da distribuição. Na verdade, esse fato pode ser determinante na escolha desses parâmetros caso os diagramas experimentais possuam ruído o suficiente para impossibilitar uma distinção de inclinações (como foi discutido no parágrafo anterior).

Devido ao fato de os parâmetros das distribuições gaussiana e lognormal serem facilmente ajustáveis, um método de ajuste dos parâmetros através da obtenção das curvas ρ vs h_c e ρ vs h_b no ponto máximo da distribuição (também conhecido como *cross-sections*) pode ser sobreposta à mesma curva de distribuição sob os dados experimentais, sendo assim ajustadas através de sucessivas simulações, podendo serem feitas de forma manual. Esta técnica foi utilizada e será melhor descrita na análise dos diagramas experimentais.

As FORCs mostradas evidenciam variações de comportamento com a variação dos parâmetros. Para $k_1 > 0$, tem-se a formação de curvas mais acentuadas e, para $k_1 < 0$, mais inclinadas em relação ao eixo H . A variação em k_2 mostra uma suavização das curvas para $H < H_{EB}$ (ou seja, o campo de saturação negativo passa a ter um valor mais distante de H_{EB}) e quando $k_2 > 0$ tem-se uma suavização das curvas a partir de $H > H_{EB}$.

O estudo detalhado da componente reversível também foi feito com o propósito de mostrar que a modelagem dos parâmetros A e ω_2 não são tão simples quanto o ajuste dos outros. Pode-se observar que a largura da distribuição para os parâmetros fixos depende fortemente de k_1 e a forma da distribuição possui uma dependência, em menor ordem, de k_2 .

Três curvas de histerese distintas foram mostradas para evidenciar as possíveis diferenças que podem ser encontradas com a variação dos parâmetros aqui ajustados. Para k_1 e k_2 sendo zero tem-se uma curva típica de um material puramente dominado pela componente reversível. Com o aumento do k_1 , observa-se também um aumento na coercividade, atribuído aqui ao efeito de campo médio. Para k_2 , vê-se claramente o efeito já descrito aqui, que é a suavização da curva para $H < H_{EB}$. Também pode-se observar o cruzamento da curva em $H = H_{EB}$ neste gráfico. Esta observação é muito útil como exemplo para mostrar que o passo feito entre

um ponto e outro pode gerar ruídos de pequena ordem (que inclusive pode ser observado em alguns diagramas). Estas simulações foram feitas com um passo de 2 Oe em H.

Capítulo 4

Medidas magnéticas e a aplicação do modelo de Preisach com Exchange Bias nos filmes de Cu/Py/FeMn/Ta

Curvas de histerese com diferentes ângulos entre a direção de anisotropia unidirecional e o campo aplicado foram obtidas com o campo aplicado paralelo ao plano da amostra, dando assim informações sobre a anisotropia uniaxial e valores experimentais dos campos de Exchange Bias (H_{EB}) e das coercividades (H_C). Curvas de inversão de primeira ordem (FORCs) foram obtidas para as estruturas com buffers de cobre devido aos maiores valores de H_{EB} , apesar de a estrutura com Ta ser, teoricamente, mais estável [50].

Um programa baseado no modelo móvel de Preisach com Exchange Bias foi desenvolvido e utilizado, sendo capaz de reproduzir resultados experimentais através da adaptação dos parâmetros disponíveis e, atribuindo termos de assimetria nas curvas, foi possível simular os diagramas obtidos experimentalmente. Assim, uma relação dos valores assimétricos foram relacionados com as características das amostras. Duas amostras distintas foram estudadas à baixas temperaturas, evidenciando o comportamento magnético do sistema sob estas condições.

4.1 – Dependência Angular e Valores Máximos de H_{EB} e H_C à temperatura ambiente

Todas as amostras tiveram os seus eixos de anisotropia unidirecional determinados, sendo assim possível obter os valores experimentais de H_{EB} e H_C através de curvas de histerese à temperatura ambiente (300K), no magnetômetro de amostra vibrante (VSM). Para ser possível fazer as medidas desses sistemas, que possuem uma magnetização de saturação pequena se comparada com amostras macroscópicas e a baixos campos (≈ 200 Oe), foi utilizada um fonte capaz de gerar um campo máximo H de pouco mais de 1kOe e uma bobina pick-up sensível à pequenas magnetizações no centro do VSM, com a amostra inserida na mesma (fig. 4.1). Uma fonte com capacidade de gerar campos de até 20kOe também foi usada para a verificação da saturação de algumas amostras.

Figura 4.1 – Montagem experimental para medidas magnéticas.

O equipamento VSM possui a propriedade de rotacionar a amostra em torno do seu suporte. Com isto, foi possível fazer medidas de histerese para diferentes ângulos entre o campo

aplicado e um eixo no plano da amostra passando pelo seu centro. Assim, pôde-se observar os valores de H_{EB} e as coercividades para cada ângulo (figs. 4.2, 4.3 e 4.4).

Figura 4.2 – ciclo de histerese medido sob o eixo de anisotropia da amostra *G*.

Figura 4.3 – Dependência angular de H_{EB} com um eixo arbitrário paralelo ao plano do filme G . Estas medições evidenciam o eixo de anisotropia unidirecional da amostra.

Figura 4.4 – Dependência angular de H_C com um eixo arbitrário do filme. Estas medições evidenciam a direção de máximo H_{EB} .

A figura 4.3 evidencia um comportamento senoidal para o campo de anisotropia de troca, estando em acordo com outros trabalhos [51].

Após a determinação feita em cada amostra, pôde-se verificar uma relação de dependência do valor máximo de H_{EB} com as espessuras das camadas. Com isto, foi possível observar um comportamento de H_{EB} proporcional à t_{FM}^{-1} e uma espessura de saturação de H_{EB} de 18 ± 2 nm para a camada de FeMn com o NiFe à 10 ± 1 nm, estando de acordo com a literatura[13](figs. 4.5-4.8). Também foi possível relacionar as coercividades com as espessuras. A relação de t_{FM}^{-1} com o efeito de H_{EB} era prevista para a camada de NiFe sendo depositada primeiro[37,52].

Além destas observações, foi possível verificar, como é esperado, que o ângulo de maior coercividade, que indica o eixo de anisotropia das amostras, é coincidente com o maior valor de Exchange Bias (figs. 4.3 e 4.4), sendo isto válido para todas as amostras.

As amostras com Buffers de Cu e de Ta apresentaram comportamentos similares. O comportamento de H_{EB} com a variação da espessura da camada de FeMn são qualitativamente iguais, sendo que H_{EB} chega a um máximo por volta de 20 nm. O que as diferem são os valores absolutos de H_{EB} .

Observa-se que H_{EB} é cerca de 10 Oe maior para a saturação das amostras com buffer de Cu variando-se o FeMn e é cerca de 2 vezes maior com a variação do NiFe. Isto evidencia que o buffer de Cu permite um crescimento da camada de NiFe que favoreça uma maior formação da fase γ do FeMn na junção AF/FM, tornando assim essas amostras mais interessantes para o estudo de anisotropia de troca. Isto se deve à maior similaridade da estrutura de Cu (constante de rede FCC de 0,361 nm) com a liga NiFe (pode formar uma FCC com constante de rede próxima de 0,352 nm). Para o caso do Ta (BCC com constante de rede de 0,331 nm), tem-se constantes de rede diferentes e formações cristalinas diferentes (ou seja, planos cristalinos diferenciados), sendo assim não tão eficiente quanto o Cu para induzir uma formação cristalina no Py.

Figura 4.5 - H_{EB} e H_C para Cu(20nm)/NiFe(10nm)/FeMn(t)/Ta(10nm)

Figura 4.6 - H_{EB} e H_C para Cu(20nm)/NiFe(t)/FeMn(10nm)/Ta(10nm) Juntamente com o ajuste $H_{EB}=1500t^{-1}$

Figura 4.7 – H_{EB} para Ta(30nm)/NiFe(10nm)/FeMn(t)/Ta(10nm)

Figura 4.8 – H_{EB} para Ta(30nm)/NiFe(t)/FeMn(10nm)/Ta(10nm)

4.2 – Curvas de inversão de primeira ordem (FORCs) e simulações à temperatura ambiente

As FORCs foram obtidas à temperatura ambiente (300K) e com os eixos de anisotropia unidirecional alinhados com o campo magnético da bobina. Os diagramas foram feitos tanto para valores de H_{EB} positivos quanto negativos para o sistema Cu/NiFe/FeMn(t)/Ta

($2\text{nm} \leq t \leq 32\text{nm}$). Através dos diagramas foi possível extrair curvas comportamentais dos campos de interação (h_b) e de inversão (h_c) das amostras, fornecendo valores empíricos para as simulações computacionais de magnetização através do modelo móvel de Preisach com Exchange Bias. Com estes resultados, pôde-se relacionar alguns parâmetros com as espessuras do FeMn e com os campos de Exchange Bias.

O método de obtenção do diagrama com os parâmetros ajustados da amostra B será detalhado. O método de obtenção das simulações dos outros diagramas não será explicitado, pois a descrição a seguir evidencia todo o procedimento feito.

Tomando o diagrama experimental, a primeira coisa a ser feita é tomar as curvas em h_b e h_c no ponto máximo da distribuição para que uma estimativa inicial seja feita dos parâmetros a serem modelados nas simulações. A curva obtida ρ vs h_c poderá fornecer uma estimativa da distribuição lognormal, onde um ajuste prévio dos parâmetros ω e H_{SW} poderá ser feito. A curva ρ vs h_b dará uma estimativa inicial do σ da distribuição gaussiana. Como a modelagem está baseada no modelo móvel de Preisach, esses valores poderão ter uma pequena divergência do que realmente será obtido, sendo necessária a tomada de algumas simulações para que os parâmetros sejam ajustados (manualmente) até que as curvas simuladas sejam capazes de reproduzir as curvas experimentais. Até mesmo o valor de H_{EB} pode ser alterado para que seja possível ajustar o diagrama. Para exemplificar este fato, suponha uma simulação tomada apenas pela componente irreversível com $H_{EB}=-50$, $k_1=5$, $k_2=3$, $H_{SW}=40$ e $\omega=0,8$. Os gráficos abaixo mostram as FORCs simuladas e o diagrama FORC.

Figura 4.9 – FORCs simuladas e, conseqüentemente, o diagrama obtido como exemplificação do processo de ajuste de parâmetros.

Figura 4.10 – Comparação entre os valores calculados e as distribuições obtidas através da simulação computacional.

Estes gráficos mostram que, uma vez tendo obtido alguns parâmetros como H_{EB} , σ , ω e H_{SW} do diagrama experimental, deve-se modificá-los nas simulações de forma a fazer a curva simulada convergir para a experimental. Assim, deve-se tomar os parâmetros obtidos experimentalmente como um ponto de partida para ser possível obter os simulados.

O ajuste inicial da componente reversível pode ser feita de forma manual, estimando-se os valores de A e ω_2 e, após sucessivas simulações de ajustes, obter uma forma que seja equivalente à observada experimentalmente. Deve-se lembrar que a variação do campo efetivo poderá distorcer a largura e a intensidade do pico desta distribuição. Assim, após ajustados os valores de k_1 e k_2 , deve-se (quase sempre) reajustar esses parâmetros.

Para o caso da amostra B, o diagrama obtido (fig. 4.11) forneceu as curvas em h_b e em h_c no pico da distribuição. Devido ao fato de o diagrama ser obtido com $SF=3$ por causa do ruído, podemos assumir que os parâmetros ω , ω_2 e σ sejam (arbitrariamente) um pouco menores que o aferido experimentalmente (fig. 4.12). Os parâmetros iniciais baseados nas curvas experimentais foram de $H_{EB}=-43$ Oe, $\sigma=6$ Oe, $\omega=0,35$ Oe e $H_{SW}=32$ Oe.

Figura 4.11 – Diagrama de FORCs experimental da amostra B. Hb e Hc estão em Oe.

Figura 4.12 – Curvas no pico máximo do diagrama experimental junto a um ajuste de parâmetros de uma curva teórica.

Após um ajuste inicial dos parâmetros da componente reversível, k_1 e k_2 foram variados com o intuito de reproduzir a forma levemente curvada da distribuição e com o ponto de mínimo alinhado (em h_c) com o pico da distribuição. Este fato sugere que o termo k_1 seja dominante neste filme. Após a atribuição adequada desses parâmetros, não foi necessária a alteração dos parâmetros da componente reversível. Caso fosse, novos valores deveriam ser atribuídos às constantes e simulações deveriam ser feitas até se obter um resultado satisfatório (fig. 4.13).

Os valores ajustados com sucessivas simulações foram de $H_{EB}=-40$, $\sigma=6$, $\omega=0,5$, $\omega_2=0,27$, $A=0,187$ e $H_{SW}=22$. Tomando um passo de variação do campo magnético de 1 Oe, pode-se obter o diagrama a seguir, sem os ajustes de campo efetivo.

Figura 4.13 – Diagrama ajustado sem a introdução do campo efetivo.

Assim, fazendo os ajustes do campo efetivo, poderemos obter um diagrama satisfatório com o experimental (fig. 4.14) (há uma diferença de escala no eixo H das FORCs a seguir).

Figura 4.14 – Simulações do diagrama e das FORCs à direita. Medidas experimentais à esquerda. H_b e H_c estão em Oe.

A seguir, todos os diagramas simulados e os obtidos experimentalmente são mostrados, assim como as curvas de h_b e h_c nos picos. As imagens estão agrupadas para que uma análise seja feita.

Figura 4.15 – Amostra B. Diagrama de FORCs experimental (à esquerda) e sua simulação (à direita). Abaixo, curvas sob o pico de h_b e h_c dos diagramas, juntamente com as FORCs simuladas. Ao lado, o diagrama de FORCs experimental para H orientado antiparalelamente ao eixo de anisotropia unidirecional da amostra.

Figura 4.16 – Amostra C. Diagrama de FORCs experimental (à esquerda) e sua simulação (à direita). Abaixo, curvas sob o pico de h_b e h_c dos diagramas, juntamente com as FORCs simuladas. Ao lado, o diagrama de FORCs experimental para H orientado antiparalelamente ao eixo de anisotropia unidirecional da amostra.

Figura 4.17 – Amostra D. Diagrama de FORCs experimental (à esquerda) e sua simulação (à direita). Abaixo, curvas sob o pico de h_b e h_c dos diagramas, juntamente com as FORCs simuladas. Ao lado, o diagrama de FORCs experimental para H orientado antiparalelamente ao eixo de anisotropia unidirecional da amostra.

Figura 4.18 – Amostra E. Diagrama de FORCs experimental (à esquerda) e sua simulação (à direita). Abaixo, curvas sob o pico de h_b e h_c dos diagramas, juntamente com as FORCs simuladas. Ao lado, o diagrama de FORCs experimental para H orientado antiparalelamente ao eixo de anisotropia unidirecional da amostra.

Figura 4.19 – Amostra F. Diagrama de FORCs experimental (à esquerda) e sua simulação (à direita). Abaixo, curvas sob o pico de h_b e h_c dos diagramas, juntamente com as FORCs simuladas. Ao lado, o diagrama de FORCs experimental para H orientado antiparalelamente ao eixo de anisotropia unidirecional da amostra.

Figura 4.20 – Amostra G. Diagrama de FORCs experimental (à esquerda) e sua simulação (à direita). Abaixo, curvas sob o pico de h_b e h_c dos diagramas, juntamente com as FORCs simuladas. Ao lado, o diagrama de FORCs experimental para H orientado antiparalelamente ao eixo de anisotropia unidirecional da amostra.

Figura 4.21 – Amostra H. Diagrama de FORCs experimental (à esquerda) e sua simulação (à direita). Abaixo, curvas sob o pico de h_b e h_c dos diagramas, juntamente com as FORCs simuladas. Ao lado, o diagrama de FORCs experimental para H orientado antiparalelamente ao eixo de anisotropia unidirecional da amostra.

Figura 4.22 – Amostra I. Diagrama de FORCs experimental (à esquerda) e sua simulação (à direita). Abaixo, curvas sob o pico de h_b e h_c dos diagramas, juntamente com as FORCs simuladas. Ao lado, o diagrama de FORCs experimental para H orientado antiparalelamente ao eixo de anisotropia unidirecional da amostra.

As curvas simuladas de h_b e h_c nos picos dos diagramas evidenciam larguras maiores que nos resultados experimentais. Isto foi propositalmente feito, pois os diagramas experimentais foram construídos com um Smooth Factor (SF)[53] ≥ 3 , que é uma ferramenta matemática usada para a diminuição do ruído, uma vez que ele faz ajustes matemáticos de amortização nos pontos baseados num quadrado com vizinhos (interpolação). Uma característica negativa do SF é a suavização das curvas, fazendo com que elas fiquem mais largas, e quanto maior for seu valor, mais suaves e largas elas ficarão. Para compensar essa falha, pode-se criar diagramas das simulações com larguras um pouco menores que as obtidas experimentalmente com $SF \geq 2$. O valor exato da correção não foi matematizado, mas um ajuste visual foi feito, com o critério de produzir linhas teóricas tangenciando as experimentais. Um outro método possível seria utilizar o mesmo SF que foi empregado à uma medida em uma amostra para a simulação da mesma e, através de ajustes de parâmetros, coincidir as curvas teóricas e experimentais em h_b e h_c .

Observa-se tanto nos diagramas experimentais quanto nos simulados regiões negativas, que podem ser atribuídas aos efeitos de viscosidade magnética, e, além disto, observa-se também uma quebra de simetria para pequenos valores de h_c , evidente na figura 4.22, por exemplo. Atribui-se a distorção dos campos de interação e de inversão, e inclusive uma contribuição na viscosidade magnética, à influência de α . Assim, para $\alpha=0$, espera-se um diagrama com uma quebra de simetria apenas provocada pela viscosidade magnética. Desta forma, é possível determinar α também utilizando apenas os diagramas FORCs. Conclui-se então que as assimetrias observadas em curvas de magnetização são refletidas nos diagramas obtidos pela simulação do modelo de Preisach.

Através das simulações, foi possível também observar semelhanças entre as FORCs teóricas e experimentais (fig. 4.23), evidenciando que o modelo móvel de Preisach com Exchange Bias descreve corretamente o comportamento magnético das amostras estudadas.

Figura 4.23 – a) FORCs obtidas experimentalmente através do VSM para a amostra G e b) FORCs obtidas através do modelo móvel de Preisach com Exchange Bias para a amostra G.

De forma qualitativa, observa-se uma equivalência entre os diagramas FORCs obtidos com os eixos de anisotropia paralelos (H_{EB} 's negativos) e antiparalelos (H_{EB} 's positivos) ao campo H aplicado, sendo assim possível supor que os campos de inversão e de interação sejam parecidos às duas possibilidades de alinhamento e que estejam correlacionados de alguma forma

com a variação da espessura da camada de FeMn. Relacionando as larguras das distribuições simuladas (σ'_s) com os valores de H_{EB} , pode-se comparar mais profundamente o comportamento dos campos de interação (fig. 4.24). De maneira geral, espera-se a obtenção de parâmetros equivalentes tanto para as medições com H_{EB} positivo quanto para as negativas. Este foi um critério utilizado para que as simulações fossem feitas para o alinhamento do eixo de anisotropia paralelamente ao campo aplicado, sendo desnecessário reproduzir os resultados de forma antiparalela.

Figura 4.24 – Larguras obtidas pelas simulações dos picos em h_b em função de H_{EB} dos diagramas. A medida da amostra G foi excluída.

Observa-se na figura 4.24 que, para altos valores de H_{EB} ($t_{FeMn} \geq 20nm$), as larguras convergem para um valor próximo à 10 Oe. Devido ao fato de a amostra G possuir valores inferiores nas espessuras de todas as camadas (tab. 2.3), observou-se um comportamento diferenciado para todos os parâmetros analisados, refletindo em medidas fora de qualquer tendência nos gráficos, sem a inclusão no comportamento dinâmico das variáveis analisadas. A análise da amostra G foi excluída dos gráficos. Para baixos valores de H_{EB} ($t_{FeMn} \leq 5nm$), vê-se que a largura converge para zero. Isto se deve ao fato de o NiFe ser menos influenciado pela camada antiferromagnética quando a mesma é pouco espessa, tendendo a assumir um comportamento próprio do Permalloy, ou seja, com um baixo valor dos campos de interação, resultando em uma anisotropia pequena. A convergência para altas espessuras revela que, na junção AF/FM, as estruturas mais afastadas já não influenciam tanto o valor de H_{EB} e os campos de interação das partículas magnéticas.

As simulações das curvas de magnetização permitiram a determinação do parâmetro α através da equação 3.7. Os efeitos assimétricos das curvas foram reproduzidos, resultando nas figuras 4.25 e 4.26.

Figura 4.25 – análise do parâmetro α em função de H_{EB} .

Observa-se também uma convergência de α para um valor em torno de 0,035, evidenciando que, para $H_{EB} \approx 80$ Oe ($t_{FeMn} \geq 20$ nm), as configurações de spins mais afastadas da interface AF/FM não são mais determinantes nas interações com o material ferromagnético, estando em acordo com o comportamento de saturação das larguras à meia altura. Observa-se também que para baixos valores de H_{EB} , ou seja, pequenas espessuras do FeMn, α tende a zero, apresentando valores negativos para espessuras no intervalo $7\text{nm} \leq t_{FeMn} \leq 10\text{nm}$. Uma outra descrição é mostrada na figura 4.26. Nela, observa-se diretamente a dependência de α com a espessura do FeMn, com o NiFe à 10nm. Assim, espera-se um valor próximo de zero ou negativo para baixas espessuras e valores positivos para altas espessuras.

Figura 4.26 – Valores obtidos para o coeficiente α em função da espessura

Uma outra análise dos parâmetros da simulação é a de relacionar o parâmetro k_1 (adimensional) da equação 3.9, responsável pelo termo linear da contribuição de M para o

campo efetivo, com H_{EB} (fig. 4.27). Pode-se observar um valor considerável de k_1 para pequenos valores de H_{EB} e uma tendência de convergência para zero quando H_{EB} atinge a saturação, revelando que, para a saturação do H_{EB} , a componente desmagnetizante compete com a magnetizante e, para baixos valores de $H_{EB} <$ teremos a componente magnetizante dominante. Há um ponto fora da tendência, que também pode ser observado em todos os outros gráficos, que se refere à amostra H. Para ser possível compreender a dinâmica da relação, deve-se reproduzir todo o estudo para diferentes condições de espessuras das camadas, tornando esta relação válida apenas para as estruturas Cu(20nm)/NiFe(10nm)/FeMn(t)/Ta(10nm), com $t \geq 5$ nm.

Figura 4.27 – k_1 vs H_{EB} obtidos através das simulações dos diagramas de FORCs.

Quanto à observação dos efeitos da componente reversível nos diagramas e nas curvas de magnetização, os parâmetros A e ω_2 (eq. 3.1) foram ajustados nas simulações com base nos diagramas obtidos experimentalmente, revelando assim sua dependência com H_{EB} .

Figura 4.28 – Parâmetros A e ω_2 da componente reversível de magnetização em função de H_{EB} .

Os parâmetros revelam uma convergência dos mesmos com o aumento de H_{EB} , evidenciando novamente as propriedades originais do Permalloy, pois o mesmo possui coercividade praticamente nula ($\approx 1\text{Oe}$) na ausência de FeMn, tendo assim seu processo de magnetização dominado pela componente reversível. Assim, atribui-se a diminuição da componente reversível ao acréscimo da espessura da camada AF e, conseqüentemente, ao campo de Exchange Bias. Observa-se uma convergência de A próxima de 0.15 emu e de ω_2 próxima à 12 Oe . Novamente, o ajuste dos parâmetros da amostra G divergiu, evidenciando que se trata de uma amostra diferenciada do padrão.

4.3 – Medidas em baixas temperaturas e efeitos do tratamento térmico

O fato de as amostras B2 e I2 terem sido produzidas provém da não compatibilidade do orifício de introdução de amostras na bobina supercondutora (diâmetro de $\approx 8\text{mm}$) com o tamanho das amostras B e I (dimensões laterais $\geq 10\text{mm}$). De forma mais clara, a justificativa de novas amostras terem sido produzidas vêm do fato de que as antigas não entrariam na bobina supercondutora, sendo necessárias amostras menores.

O fator determinante de essas amostras terem sido selecionadas para o estudo à baixas temperaturas e submetidas ao tratamento térmico (TT) vêm do fato de possuírem parâmetros totalmente distintos entre elas, como grandes diferenças na componente reversível de magnetização, nas assimetrias e uma distinção evidente na distribuição em h_b .

Vale lembrar que as amostras supostamente idênticas não possuem os mesmos parâmetros como a coercividade e o campo de H_{EB} , pois esses valores sofrem pequenos desvios de um valor médio, fazendo com que as amostras B e B2, I e I2 sejam equiparadas comportamentalmente e não numericamente, através de comparações de diagramas e pela evolução térmica dos parâmetros analisados.

Assim, submetendo a amostra I2 a ciclos de histerese à diferentes temperaturas, foi possível observar mudanças na magnetização de saturação M_s , em H_{EB} e em H_c (fig. 4.29).

Figura 4.29 – Ciclos de histerese da amostra I2 à $T=300\text{k}$ e $T=4,2\text{k}$ a) Antes do tratamento térmico e b) Após o tratamento térmico.

H_C e o campo de H_{EB} também puderam ser determinados, resultando na figura 4.30.

Figura 4.30 – $-H_{EB}$, H_C e M_S em função da temperatura para a amostra I2 antes do tratamento térmico (lado esquerdo) e após o tratamento térmico (lado direito).

Neste gráfico, observa-se que a magnetização decai quase que linearmente com o aumento da temperatura, evidenciando que, através da formulação $M(T) \sim (T_c - T)^\beta$ [48], a temperatura T_c é muito maior que 300K, pois a região linear da mesma se dá para $T \ll T_c$. H_{EB} e H_C também possuem um comportamento quase linear entre 4,2K e 300K, como era esperado [24, 54]. A princípio, espera-se um valor de H_{EB} mais alto em amostras termicamente tratadas. Uma análise aceitável deste efeito pode ser feito através do estudo do parâmetro energético γ_{AF-FM} do modelo de Preisach com Exchange Bias.

Pelo modelo de Preisach com Exchange Bias, atribui-se o aumento em H_{EB} devido ao aumento da energia livre por unidade de área na interface AF/FM. Desta forma, pode-se determinar γ_{AF-FM} em função da temperatura através da equação 3.8, pois, apesar de T não estar explícito na mesma, tem-se os valores empíricos de H_{EB} e M_S em função da temperatura.

Tomando γ_0 como sendo seu valor para $T=4,2\text{K}$, teremos $\gamma(T)$ configurado para a amostra I2 na figura 4.31.

Figura 4.31 – $\frac{\gamma}{\gamma_0}$ em função da temperatura para a amostra I2 antes e após o tratamento térmico.

Através da figura em 4.31, observa-se, em ambos os casos, um acréscimo considerável na energia livre de acoplamento AF-FM em baixas temperaturas. Espera-se também que o valor γ_0 , não determinado nesta análise, seja maior para a amostra termicamente tratada, mas com a relação γ/γ_0 sendo maior no caso contrário, como mostra a figura. Levando em conta este fato, Vê-se que a energia livre após o TT torna-se muito mais sensível à temperatura.

As curvas de inversão de primeira ordem também foram obtidas após o tratamento térmico, evidenciando nos diagramas de FORCs que o ordenamento dos spins do FeMn realmente aconteceu, influenciando de forma considerável o comportamento das partículas magnéticas do NiFe (fig. 4.32).

Figura 4.32 – Diagramas de FORCs à $T=300K$ para a amostra B2 (lado esquerdo) e para a amostra I2 (lado direito).

Pode-se observar em ambos os diagramas que a componente reversível tornou-se completamente desprezível, tendo as assimetrias nas formas também alteradas, mantendo a viscosidade magnética como característica inerente. Observa-se que a ordem de grandeza numérica considerada na distribuição no eixo h_c foi alterada se comparada às figuras 4.15 e 4.22, evidenciando um aumento no valor do campo de inversão das partículas, justificando assim o aumento da coercividade também (fig. 4.33).

Figura 4.33 – FORCs obtidas para a amostra B2 à $T=300K$.

As simulações das FORCs (fig. 4.34) forneceram valores empíricos dos parâmetros ajustáveis (eq. 3.1), dando assim condições de comparar este comportamento com o das

amostras B e I. Considerando que as amostras B2 e I2 foram submetidas ao TT, pode-se ver uma mudança na ordem de grandeza dos parâmetros ajustáveis (tab. 4.1).

Figura 4.34 – Diagramas de FORCs obtidos através das simulações dos resultados experimentais de B2 (esquerda) e I2 (direita).

amostra	k_1	α	σ (Oe)	B (emu)	ω_2 (Oe)
B	8	0.0083	6	0,71	13.5
B2	5	0.0439	5	0,99	7
I	0.7	0.0303	10	0,87	6.5
I2	5	0.0056	5	0,96	7

Tabela 4.1 – Parâmetros ajustados da equação 2.1 para as simulações das amostras B em comparação com B2 e I em comparação com I2. B2 e I2 foram submetidas ao TT.

De acordo com a tabela, observa-se uma estabilização dos parâmetros após o tratamento térmico, como em k , σ e em ω_2 . A constante B mostrou que, com o TT, as amostras passaram a ter uma componente irreversível dominante, sendo esta maximizada após o tratamento.

Uma análise interessante no estudo dos efeitos do tratamento térmico consiste em comparar medidas de H_{EB} e H_C feitas com o eixo de anisotropia unidirecional formando um ângulo θ com o campo aplicado. A amostra F foi selecionada por possuir as características típicas bem determinadas do sistema estudado, sendo assim possível determinar o comportamento de H_C e H_{EB} (fig. 4.35).

Figura 4.35 – Dependência de H_C e H_{EB} com o ângulo formado entre o eixo de anisotropia da amostra e o campo magnético H para a amostra F.

A coercividade máxima observada é de 31,7 Oe, maior que os 22 Oe observados antes do TT. O valor de H_{EB} também aumentou. O valor máximo observado é de 136,2 Oe frente aos 75,5 Oe observados anteriormente.

O mais relevante nessas comparações não é o aumento da coercividade ou do campo de Exchange Bias, mas sim sua forma. Comparativamente com a figura 4.3, que apresenta uma forma senoidal de dependência de H_{EB} com o ângulo entre o eixo de anisotropia e o campo magnético aplicado, a figura 4.35 não apresenta valores positivos de H_{EB} , tendo um comportamento da forma -senoidal². Esta mudança de H_{EB} reflete uma mudança estrutural no alinhamento antiferromagnético. Destas medidas supõe-se que [51], antes do tratamento térmico, os domínios de FeMn tinham orientações de spins de forma não paralela ao plano da amostra, refletindo na observação de campos de H_{EB} positivos e negativos. Com o TT, estes estados passaram a ter um alinhamento paralelo ao plano da amostra, tendo como conseqüências a observação de campos de H_{EB} somente negativos.

Capítulo 5

Medidas magnéticas em válvulas de spin

O motivo pelo qual foram feitas amostras com espaçadores de 1, 2, 3, 4 e 6 nm vêm do fato de as amostras com 1, 2 e 3nm possuírem a camada livre interagente com a presa, revelando um termo de anisotropia não desprezível [30] e de as amostras com 4 e 6nm não evidenciarem esta propriedade tão intensamente. Sabe-se que, para estas estruturas de válvulas de Spin, espessuras de 3 a 4 nm do espaçador de cobre regem a transição da ordem de interação entre as camadas [55].

5.1 – Obtenção dos diagramas de FORCs

De acordo com o trabalho desenvolvido em bicamadas, as válvulas de Spin foram submetidas ao TT e diagramas de FORCs foram obtidos com o intuito de revelar as características magnéticas das amostras. De forma complementar, a amostra com o espaçador de 4 nm de cobre foi estudada mais profundamente. Devido ao grande interesse no entendimento da dinâmica de magnetização e em seus efeitos como a MRA (magnetoresistência anisotrópica) [56], por exemplo, diagramas de FORCs foram obtidos para diferentes ângulos entre o campo aplicado (no plano da amostra) e o eixo de anisotropia antes e depois do tratamento térmico, assim como suas curvas de histerese, desde 300K à 4,2K, com o campo aplicado paralelamente ao eixo de anisotropia do material. Simulações não foram feitas pois o modelamento descrito na introdução não pode ser aplicado em válvulas de spin sem que hajam modificações nas equações.

Como foi mencionado, o fato de esta amostra ter sido escolhida dentre todas vêm do fato de ela possuir uma espessura do espaçador adequada para que haja uma interação de baixa ordem, mas não desprezível, entre as camadas de NiFe.

Após o TT nas amostras, FORCs e curvas de histerese foram obtidas à temperatura ambiente no VSM com o eixo de anisotropia paralelo ao campo magnético aplicado H (figs. 5.1 – 5.5).

Figura 5.1 – Diagrama de FORCs da amostra vs1 com tratamento térmico com sua curva de histerese à 300K.

Figura 5.2 – Diagrama de FORCs da amostra vs2 com tratamento térmico com sua curva de histerese à 300K.

Figura 5.3 – Diagrama de FORCs da amostra vs3 com tratamento térmico com sua curva de histerese à 300K.

Figura 5.4 – Diagrama de FORCs da amostra vs4 com tratamento térmico com sua curva de histerese à 300K.

Figura 5.5 – Diagrama de FORCs da amostra vs6 com tratamento térmico com sua curva de histerese à 300K.

Estes diagramas evidenciam o processo de evolução das características magnéticas, além de mostrar que existe um campo médio do tipo kM intenso atuando nas amostras devido às inclinações acentuadas das distribuições [40, 57]. Vê-se que, para uma camada de 1nm de Cu (fig. 5.1), a camada livre interage fortemente com a presa. As amostras subsequentes evidenciam uma diminuição desta interação, fazendo com que a camada presa tenha seu pico no diagrama cada vez mais deslocado devido ao campo de Exchange Bias, tornando a camada livre mais independente para mudar sua magnetização. Fica evidente que a separação dos picos deve ocorrer em uma espessura do espaçador de cobre entre 3 e 4nm (figs. 5.3 e 5.4).

Num estudo mais profundo, a amostra vs4 (Cu(20nm)/NiFe(10)/Cu(4)/NiFe(10)/FeMn(30) /Ta(10)) foi submetida às FORCs antes e após o TT, com o eixo de anisotropia fazendo ângulos de 0° , 15° , 30° , 45° , 60° , 75° e 90° com o campo H aplicado para ambas as situações (figs. 5.6 – 5.12).

Figura 5.6 – Diagrama de FORCs com sua curva de histerese da amostra vs4 com um ângulo de 0^0 entre o eixo de anisotropia e o campo aplicado para a amostra vs4 sem tratamento térmico (esquerda) e com tratamento térmico (direita).

Figura 5.7 – Diagrama de FORCs com sua curva de histerese da amostra vs4 com um ângulo de 15^0 entre o eixo de anisotropia e o campo aplicado para a amostra vs4 sem tratamento térmico (esquerda) e com tratamento térmico (direita).

Figura 5.8 – Diagrama de FORCs com sua curva de histerese da amostra vs4 com um ângulo de 30° entre o eixo de anisotropia e o campo aplicado para a amostra vs4 sem tratamento térmico (esquerda) e com tratamento térmico (direita). Os eixos Hb e Hc possuem dimensão de Oe.

Figura 5.9 – Diagrama de FORCs com sua curva de histerese da amostra vs4 com um ângulo de 45° entre o eixo de anisotropia e o campo aplicado para a amostra vs4 sem tratamento térmico (esquerda) e com tratamento térmico (direita).

Figura 5.10 – Diagrama de FORCs com sua curva de histerese da amostra vs4 com um ângulo de 60^0 entre o eixo de anisotropia e o campo aplicado para a amostra a vs4 sem tratamento térmico (esquerda) e com tratamento térmico (direita).

Figura 5.11 – Diagrama de FORCs com sua curva de histerese da amostra vs4 com um ângulo de 75^0 entre o eixo de anisotropia e o campo aplicado para a amostra vs4 sem tratamento térmico (esquerda) e com tratamento térmico (direita).

Figura 5.12 – Diagrama de FORCs com sua curva de histerese da amostra vs4 com um ângulo de 90° entre o eixo de anisotropia e o campo aplicado para a amostra vs4 sem tratamento térmico (esquerda) e com tratamento térmico (direita).

Fica evidente que o tratamento térmico influenciou a forma das distribuições. Nota-se qualitativamente, principalmente na figura 5.6 onde a distinção da distribuição das duas camadas é mais evidente, que a reorientação magnética tornou o efeito de campo médio mais eficiente, sendo também intensamente observado nas outras amostras (figs. 5.1 – 5.5) através das inclinações das distribuições [40]. Uma interpretação plausível para esta mudança baseia-se na modificação de estruturas de domínios nas camadas ferromagnéticas devido à maior intensidade da densidade de energia nos contatos entre partículas AF/FM (eq. 1.41), já que $\gamma_{AF-FM} \propto H_{EB}$ e H_{EB} aumentou com o tratamento térmico, tendo como conseqüências o aumento da energia por unidade de superfície nos contatos entre partículas e o aumento da energia magnetostática, associadas ao campo médio na equação 1.45 do modelo de Preisach com Exchange Bias.

Percebe-se também que, quanto maior for o ângulo entre o eixo de anisotropia do material e o campo aplicado, maior será a contribuição da componente reversível ao diagrama.

Uma outra representação dos diagramas das figuras 5.6a e 5.6b pode ser feita com o uso de um sistema cartesiano de coordenadas (H,M), sendo possível observar as regiões das distribuições diretamente no espaço das FORCs (fig. 5.13).

Figura 5.13 – Representação dos diagramas de FORCs da amostra vs4 (fig. 5.4) em termos das coordenadas (H,M) a) antes do TT e b) após o TT.

Esta forma de representação, apesar de não ser relevante se comparada às distribuições nos eixos (h_b, h_c), permite observar a distinção entre as contribuições de ambas as camadas ferromagnéticas, dando assim um maior embasamento na interpretação dos diagramas. Uma sobreposição direta das curvas de primeira ordem obtidas não pode ser feita, pois mesmo esta representação (fig. 5.13) possui pequenas divergências relativas à amortização (fator Smooth Factor).

5.2 – Estudo em baixas temperaturas

A amostra vs4 foi submetida a curvas de histerese em baixas temperaturas através de uma bobina supercondutora antes e após o TT. Como anteriormente, espera-se um acréscimo no campo de anisotropia de troca, juntamente com o aumento da coercividade, que deve ser distinto para cada camada. Assim, curvas de magnetização foram obtidas desde temperaturas de 300K até 4,2K (fig. 5.14) e suas características foram experimentalmente determinadas (fig. 5.15).

Figura 5.14 - Ajuste dos ciclos de histerese da amostra vs4 à $T=300$ K e $T=4,2$ K antes do tratamento térmico (esquerda) e após o tratamento térmico (direita).

Figura 5.15 - $-H_{EB}$ e H_C em função da temperatura para a amostra vs4 antes do tratamento térmico (esquerda) e após o tratamento térmico (direita).

Observa-se na figura 5.14 que o TT causou um aumento dos campos de Exchange Bias e coercivos, confirmado pelas figuras 5.15. Os gráficos mostram que, antes do tratamento térmico, os valores estimados de H_{EB} e de H_C são da mesma ordem, com H_{EB} se destacando após o tratamento e H_C permanecendo com uma coercividade próxima à das medidas iniciais.

Capítulo 6

Conclusões

Caracterização inicial e efeitos do tratamento térmico nas bicamadas de NiFe/FeMn

As bicamadas de NiFe/FeMn produzidas via *Sputtering* apresentaram um comportamento de H_{EB} e H_C compatíveis com o esperado. As amostras com *buffers* de Ta apresentaram menores valores de coercividade e de campo de Exchange Bias em comparação às amostras com *buffers* de Cu. Estas tiveram o campo de H_{EB} determinado em função do ângulo entre o eixo de anisotropia do material e o campo magnético, revelando um comportamento senoidal, com valores positivos e negativos de Exchange Bias. Com o tratamento térmico, a dependência angular de H_{EB} torna-se do tipo -senoidal². Este comportamento revela que as estruturas de Spins antiferromagnéticas possuem orientações não paralelas ao plano da amostra sem o tratamento térmico. Com o tratamento com o campo paralelo ao plano da amostra f, a mesma apresentou um aumento tanto na coercividade quanto em H_{EB} , além de reorientar o alinhamento antiferromagnético, aumentando assim a energia livre magnética proveniente do acoplamento AF-FM, matematizada pelo termo γ_{AF-FM} . A componente reversível tornou-se irrelevante no processo de magnetização após o tratamento térmico, observado nos diagramas das amostras B2 e I2, sendo resultado do melhor acoplamento entre as camadas.

Foi observada uma dependência do tipo $H_{EB} \propto 1/t_{FM}$ para a variação da espessura da camada ferromagnética para ambos os *buffers* utilizados, assim como uma queda na coercividade observada. Para as estruturas Cu(20nm)/NiFe(t)/FeMn(10) ($t < 10\text{nm}$), foi constatado que H_{EB} possui valores da ordem de 150 Oe, superiores aos obtidos com o *buffer* de Ta (≈ 75 Oe). Para a variação da espessura da camada de FeMn, foi constatado que o campo de Exchange Bias é crescente com o aumento da espessura, tendo seu valor saturado em $\approx 20\text{nm}$ para as amostras com ambos os buffers. Para o caso do Cu, o valor máximo de tendência obtido foi de ≈ 85 Oe, tendo o valor máximo obtido de ≈ 75 Oe para as amostras com buffers de Ta e espessuras de 10nm de NiFe.

As medidas em baixas temperaturas permitiram o estudo do comportamento da densidade superficial de energia γ_{AF-FM} no acoplamento AF-FM. γ_{AF-FM} decresce praticamente de forma linear com o aumento da temperatura no intervalo [50k ;300k], tendo uma relação γ/γ_0 inferior a 20% à temperatura ambiente. O mesmo comportamento linear foi observado para o decréscimo na coercividade e no campo de Exchange Bias. De um modo geral, o tratamento térmico mudou a escala dos parâmetros estudados, mas as mesmas características são observadas para todas as variáveis.

Diagramas de FORCs das bicamadas de NiFe/FeMn

Os diagramas de FORCs feitos em amostras com buffers de Cu(20nm) e com espessuras de NiFe de 10nm revelaram a dependência das distribuições com o campo de Exchange Bias desses sistemas. A contribuição reversível diminuiu com o aumento da espessura do FeMn, evidenciando que, quanto menor for o campo de H_{EB} , mais evidente ficará o comportamento do Py. Assim, atribui-se o aumento da contribuição irreversível ao efeito de Anisotropia de

Exchange. O termo assimétrico α evidencia um comportamento tendendo para um valor fixo positivo quando se satura o H_{EB} , da ordem de 0.035, para espessuras maiores que 20 nm. Pode-se observar que o parâmetro α é vinculado com o fenômeno de Exchange Bias, sendo assim compatível com o esperado (i. e. a assimetria aparece quando há H_{EB}). O parâmetro k_1 do campo médio foi relacionado com H_{EB} , evidenciando uma dependência entre o campo médio e o efeito de anisotropia de troca, tendo uma relação linear para valores entre zero e 50 Oe de H_{EB} e convergindo para zero quando H_{EB} torna-se próximo à 80 Oe, evidenciando que, para estes valores de H_{EB} , o material ferromagnético terá a componente desmagnetizante da mesma ordem da componente magnetizante.

As simulações mostraram-se válidas na reprodução dos resultados obtidos experimentalmente. Conclui-se que, para estas estruturas, o Modelo de Preisach com Exchange Bias é eficiente na descrição dos processos de magnetização envolvidos.

Estudo das válvulas de spin

O estudo das válvulas de spin apresentou uma separação das distribuições que dependente da espessura do espaçador Cu e do tratamento térmico nos diagramas de FORCs. Os diagramas das amostras com espaçadores de 1, 2 e 3nm mostraram que a camada livre está fortemente acoplada com a presa. O efeito de campo médio está presente em todas as amostras termicamente tratadas. As amostras com espaçadores de 4 e 6nm apresentaram uma maior separação das distribuições no diagrama. Fica evidenciado também que, com o aumento da espessura do espaçador, a camada presa passa a ser representada cada vez mais fortemente pela componente irreversível de magnetização.

Estudo da válvula de spin com o espaçador de 4nm

A amostra vs4 foi submetida à medições de FORCs antes e após o tratamento térmico com o eixo de anisotropia ferromagnética formando ângulos entre 0^0 e 90^0 com o campo aplicado. Observa-se que, para baixos ângulos, o campo médio se tornou mais intenso, assim como um aumento considerável nas escalas dos campos de inversão (h_c) e de interações (h_b), além do maior deslocamento da distribuição da camada presa, mostrando assim um aumento no campo H_{EB} . Pode-se perceber que, para ângulos maiores que 45^0 , as distribuições convergem para a mesma região, tendo a componente reversível como dominante.

As medidas em baixas temperaturas na amostra vs4 mostraram que, apesar de não ser coerente usar os modelos teóricos e fenomenológicos propostos para bicamadas, espera-se um aumento na energia de interação entre a camada presa e a antiferromagnética com a diminuição da temperatura, sendo esta intensa para temperaturas menores que 50k se comparada à temperatura ambiente.

Referências bibliográficas

- [1] S. Cardoso, R. Ferreira, F. Silva, P. P. Freitas, L. V. Melo, R. C. Sousa, O. Redon, M. MacKenzie and J. N. Chapman. J. Appl. Phys. 99, 08N901 (2006)
- [2] G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly, and M. F. H. Schuurmans. Phys. Rev. B 41, 11919 (1990)
- [3] A. Lessard, T. H. Moos, and W. Hübner. Phys. Review B 56, 2594 (1997)
- [4] C. Kittel. Phys. Review 70, 965 (1946)
- [5] A. H. Morris. The Physical Principles of Magnetism. Cap. 8
- [6] R. L. R. Suárez. Tese de Doutorado UFPE - Departamento de Física
- [7] L. Néel. J. Phys. Radium 15, 225 (1954)
- [8] P. Grünberg, R. Schreiber, and Y. Pang. Phys. Review Letters 57, 2442 (1986)
- [9] J. Barnaś and P. Grünberg. J. Mag. Magn. Mat. 121, 1-2 (1993)
- [10] J. Slonczewski. Phys. Review Letters 67, 3172 (1991)
- [11] J. Slonczewski. J. Mag. Magn. Mat. 150, 13 (1995)
- [12] R. C. O’Handley. Modern Mag. Mat. – Editora Wiley
- [13] J. Nogués and I. K. Schuller. J. Magnetism and Magnetic Materials 192 (1999) 203-232
- [14] D. Mauri, E. Kay, D. School and J. K. Howard. J. Appl. Phys. 62(7) (1987) 2929
- [15] H. Zijlstra. IEEE Trans. Mag. 15, 1246 (1979)
- [16] M. D. Stiles and R. D. McMichael. Phys. Review B 59, 3722 (1999)
- [17] R. D. McMichael et. al. Phys. Review B 58, 8605 (1997)
- [18] W. H. Meiklejohn, C. P. Bean. Phys. Review 105, 3 (1957)
- [19] M. Bahiana and B. Koiller. Phys. Review E 59, 3884 (1999)
- [20] S. X. Wang and J. Hong. IEEE Trans. Mag. 37 (4) (2001)
- [21] L. Néel. Ann. Phys. Paris 2 (1967) 61
- [22] A. P. Malozemoff. Phys. Review B 35, 7 (1987)
- [23] A. P. Malozemoff. J. Apl. Phys. 63, 8 (1988)
- [24] D. R. Cornejo, E. Hernández, A. Azevedo and S. M. Rezende. J. Appl. Phys. 97, 10 (2005)
- [25] J.R.L. de Almeida and S.M.Rezende. Phys. Review B 65 (2002)
- [26] C. M. Soukoulis, K. Levin and G. S. Grest. Phys. Review Letters 48, 1756 (1982)
- [27] T. P. Pareek. Phys. Review B 75 (2007)

- [28] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parking, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit and D. Mauri. Phys. Review B 43, 1 (1991)
- [29] A. Fert and I. A. Campbell. J. Phys. F 6, 5, 849 (1976)
- [30] P. Weinberger. Phys. Review B 75, 6 (2007)
- [31] I. N. Krivorotov, D. V. Berkov, N. L. Gorn, N. C. Emley, J. C. Sankey, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Phys. Review B 76, 024418 (2007)
- [32] C. S. Liu. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik 55, 4 (2004)
- [33] R. A. McCurrie. Ferromagnetic Materials. London (1994)
- [34] H. Umebayashi and Y. Ishikawa. J. Phys. Soc. Japan 21(7) (1966) 1281
- [35] Z. Lu, W. Lai and C. Chai. Thin Solid Films 375, 224 (2000)
- [36] A. M. Chouck, IEEE Trans. Mag. 33 (5), 3676 (1997)
- [37] C. Tsang, N. Heiman, and K. Lee. J. Appl. Phys. 52(3) (1981) 2471
- [38] R. Jungblut, R. Coehoorn, M. Johnson, J. Stegge, and A. Reinders. J. Appl. Phys. 75, 6659 (1994)
- [39] I. D. Mayergoyz. Mathematical Models of Hysteresis, Springer-Verlag (1991)
- [40] C. R. Pike, A. P. Roberts and K. L. Verosub. J. Appl. Phys. 85, 9 (1999)
- [41] A. Stancu, C. Pike, L. Stoleriu, P. Postolache and D. Cimpoesu. J. Appl. Phys. 93, 6620 (2003)
- [42] A. B. Barrera. Tese de Doutorado cod. 1378240. IFUSP (2005)
- [43] A. Hernando, M. Vazquez, T. Kulik and C. Prados. Phys. Review B 51, 3581 (1995)
- [44] S. W. Kim, J. K. Kim, J. H. Kim, B. H. Kim, J. Y. Lee, D. G. Hwang and J. R. Rhee. J. Appl. Phys. 93, 6602 (2003)
- [45] D. R. Cornejo, M. Bue, V. Basso, G. Bertotti and F. Missell. J. Appl. Phys. 81, 5588 (1997)
- [46] A. Stancu and P. Andrei. Physica B 372, 72-75 (2006)
- [47] S. Brems, K. Temst and C. V. Haesendonck. Phys. Review Letters 99, 6 (2007)
- [48] N. W. Ashcroft e N. D. Mermin. Solid State Physics. Brooks Cole (1976)
- [49] A. C. S.-Barana1, M. Yoshida1 and V. Líbero. Revista. Bras. Ensino de Fís. 26, 4 (2004)
- [50] O. Allegranza and M. M. Chen. J. Appl. Phys. 73, 6218 (1993)
- [51] T. R. Gao, D. Z. Yang, S. M. Zhou, R. Chantrell, P. Asselin, J. Du, and X. S. Wu. Phys. Review Letters 99, 057201 (2007)
- [52] Y. K. Kim, K. Ha and L. L. Rea. IEEE Trans. Magn. 31(6), 3823 (1995)

- [53] D. Heslop and A. R. Muxworthy. J. Magnetism and Magnetic Materials 288 (2005) 155
- [54] V. Baltz, J. Sort, B. Rodmacq, B. Dieny and S. Landis. Phys. Review B 72, 10 (2005)
- [55] S. Jo and M. A. Seigler. J. Magnetism and Magnetic Materials 316 (2007) 93–97
- [56] M. Xu and Z. Mai. Phys. Review B 60, 13 (1999)
- [57] Z. Szabó. Physica B 372 (2006) 61-67
- [58] S. R. Mishra, I. Dubenko, M. Khan, T. Young, H. Ganegoda, N. Ali and N. H. Marasinghe. IEEE Trans Mag. 42, 2808 (2006)
- [59] G. Bertotti. Hysteresis in Magnetism – Academic Press
- [60] D. Heslop and A. R. Muxworthy. J. Magn. Magn. Mater. 288, 155-167 (2005)