

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA
JULIANO AUGUSTO SCHNEIDER

A INFLUÊNCIA DE UMA CAMADA MAGNETICAMENTE MACIA
EM FILMES FINOS QUE APRESENTAM *EXCHANGE BIAS*

Porto Alegre
Junho de 2012

Juliano Augusto Schneider

A INFLUÊNCIA DE UMA CAMADA MAGNETICAMENTE MACIA
EM FILMES FINOS QUE APRESENTAM *EXCHANGE BIAS*¹

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
ao Instituto de Física da Universidade Federal
do Rio Grande do Sul, como requisito parcial
para obtenção do título de Bacharel em Física
– Pesquisa Básica.

Orientador: Prof. Dr. Julian Penkov Geshev

Porto Alegre

Junho de 2012

¹ Trabalho parcialmente financiado pelo CNPq.

Resumo

Este trabalho reúne medidas de magnetização e de difratometria de raios-x com o objetivo de realizar a caracterização magnética e estrutural de amostras magnéticas. As amostras são filmes finos compostos por IrMn (7 nm) / Ni₈₁Fe₁₉ (t_{NiFe}) / Co (5 nm), depositados via desbastamento iônico onde a espessura, t_{NiFe}, do *permalloy* (Ni₈₁Fe₁₉) foi variada entre 0 e 1,5 nm. Os filmes foram tratados termicamente durante 15 min, em uma temperatura de 210 °C e resfriados na presença de um campo magnético. A caracterização estrutural confirma o crescimento da textura (111) no IrMn, a qual é fundamental para a observação do *exchange bias*. As curvas de magnetização, obtidas via AGFM das amostras como feitas, apresentam a assinatura de EB. Já nas amostras tratadas termicamente, percebemos que um efeito de EB mais significativo foi ativado. Analisando o campo de EB das amostras tratadas em função da espessura da camada de *permalloy* observa-se a presença de um máximo com valor de H_{EB} significativamente maior se comparado com o da amostra sem Ni₈₁Fe₁₉. Este reflete um comportamento novo, em que o aumento do H_{EB} é atribuído a um acréscimo no número de spins não-compensados na interface AF/FM provocado pela camada de *permalloy*.

Abstract

This study presents magnetization and x-ray diffraction data in order to perform the structural and magnetic characterization of magnetic samples. The samples under consideration are thin films with composition IrMn (7 nm) / Ni₈₁Fe₁₉ (t_{NiFe}) / Co (5 nm), where the thickness of the permalloy layer, t_{NiFe} , is varied between 0 and 1.5 nm. The films were annealed at 210 °C for fifteen minutes and cooled down in a presence of magnetic field. The structural characterization confirms the growth of texture (111) of the IrMn layer, which is crucial for the observation of the exchange bias. The magnetization curves, obtained via AGFM of the as-made samples, showed EB. On the other hand, the EB effect was accentuated by the annealing. Analyzing the behavior of the EB field as a function of the permalloy thickness, one observes a maximum with EB field value higher than the H_{EB} value of the sample with no Ni₈₁Fe₁₉ layer. This maximum reflects a new behavior where the increase in H_{EB} could be attributed to an increased number of uncompensated spins at the AF/FM interface due to the presence of the permalloy layer.

Lista de Abreviações

AF – Antiferromagnético ou antiferromagneto

AGFM – *Alternating Gradient Force Magnetometer*

EB – *Exchange bias*

FM – Ferromagnético ou ferromagneto

H_C – Campo coercivo

H_{EB} – Campo de Exchange bias

LAM – Laboratório de magnetismo

M – Magnetização

M_S – Magnetização de saturação

T_B – Temperatura de bloqueio

T_C – Temperatura de Curie

T_N – Temperatura de Néel

t_{NiFe} – espessura da camada de $Ni_{81}Fe_{19}$ (*permalloy*)

Sumário

1	Introdução.....	1
2	Fundamentação teórica.....	3
2.1	Ordenamento magnético	3
2.1.1	Ferromagnetismo	3
2.1.2	Antiferromagnetismo.....	5
2.2	Anisotropias magnéticas	6
2.2.1	Anisotropias induzidas	7
2.3	Exchange bias	7
3	Técnicas e procedimentos experimentais.....	12
3.1	Forno resistivo e tratamentos térmicos	12
3.2	AGFM.....	13
3.3	Difratometria de raios-x.....	14
3.4	Amostras	15
4	Resultados	17
4.1	Caracterização estrutural.....	17
4.2	Caracterização magnética	18
5	Conclusões e perspectivas.....	25
	Bibliografia.....	26

1 Introdução

Desde a antiguidade, o homem tem demonstrado grande fascínio pelo magnetismo. Os primeiros relatos de observações magnéticas são atribuídos à Grécia antiga, numa região chamada Magnésia, onde hoje é a Turquia. Ali os gregos encontraram a magnetita (Fe_3O_4) e perceberam que pequenos pedaços de ferro eram atraídos por esse ímã natural.

Embora os detalhes da história do magnetismo não sejam muito bem conhecidos, existem indícios de que os chineses, dividindo espaço com os gregos, conheciam a magnetita há mais tempo. Os chineses descobriram que uma agulha deste mineral era capaz de se orientar livremente num plano horizontal, informando a direção norte-sul. Assim, parece que os chineses foram os primeiros a aplicar o magnetismo, enquanto o grego Tales de Mileto foi o pioneiro ao tentar explicar o fenômeno de atração observado. Tales atribuiu “alma” à magnetita, tornando-a capaz de transmitir “vida” ao ferro inerte. Atualmente, uma explicação baseada em características tão abstratas seria considerada metafísica, mas levando em conta as noções de “verdade” que se tinha na época, Tales traz à tona uma necessidade humana que busca a verdade das coisas, o que hoje em dia se compara ao objetivo da ciência.

Seguindo a evolução do conhecimento humano, o magnetismo passou por inúmeras transformações que trouxeram avanço no entendimento dos fenômenos magnéticos e, conseqüentemente, na aplicabilidade dessa área da física. Atualmente, o fenômeno *exchange bias* (EB) tem sido considerado um dos pilares do magnetismo moderno. Apesar de ter sido observado pela primeira vez em 1956 por Meiklejohn e Bean [1], hoje ele continua sendo intensamente estudado em virtude dos desafios científicos apresentados e do grande potencial de aplicação em dispositivos magnetoeletrônicos. O exemplo mais conhecido disso se dá em sensores de leitura de discos rígidos magnéticos, onde o EB tem a função de estabilizar as variações dos domínios magnéticos.

O EB (polarização por intercâmbio ou viés de troca, em português) surge da interação interfacial de um material antiferromagnético (AF) com um ferromagnético (FM). Nesta interação, spins não compensados do material AF se acoplam aos spins do FM, podendo dar origem ao deslocamento do ciclo de histerese magnética e a um aumento da coercividade, que são as duas principais manifestações do EB.

Filmes finos magnéticos são muito utilizados em estudos sobre EB, pois apresentam interfaces mais “bem comportadas”. Levando isso em consideração, um método para investigar a polarização por intercâmbio é o estudo das variações de propriedades magnéticas e estruturais a partir da deposição de uma camada espaçadora entre as camadas onde ocorre o acoplamento, de maneira que o EB seja mediado ou diminuído pelo espaçador.

Trabalhos anteriores realizados no LAM por Nicolodi e colaboradores, relatam estudos em sistemas IrMn/Co espaçados por materiais condutores, isolantes ou antiferromagnéticos

com baixa anisotropia (i.e., Cu, Al₂O₃, ou Cr, respectivamente) [2] [3]. Dando sequência ao estudo com uso de espaçadores, o presente trabalho tem como objetivo apresentar e analisar as variações magnéticas e estruturais de amostras compostas por bicamadas de IrMn/Co, por meio da introdução de um espaçador FM macio de *permalloy* (Ni₈₁Fe₁₉) com espessura variável entre as camadas AF e FM. Para isso, as amostras foram caracterizadas magneticamente por um AGFM e estrutural e morfologicamente pela técnica de difratometria de raios-x.

A partir da caracterização magnética das amostras, observou-se a ocorrência de um máximo no campo de EB (H_{EB}) em função da espessura do espaçador FM (t_{NiFe}). No entanto, este comportamento é desconhecido, pois tal máximo é maior que H_{EB} de uma amostra sem espaçador, onde o contato AF/FM é direto. Devido ao *permalloy* ser um material FM muito macio e a camada espaçadora ser muito fina, o sistema em questão terá acoplamentos simultâneos entre IrMn/Ni₈₁Fe₁₉, Ni₈₁Fe₁₉/Co e IrMn/Co. Levando em conta estes possíveis acoplamentos entre camadas, este trabalho apresentará explicações para o aumento no H_{EB} .

Quanto à organização do trabalho, inicialmente uma breve revisão teórica envolvendo magnetismo e EB será apresentada. Em seguida, será feita uma descrição das técnicas e procedimentos experimentais utilizados para o desenvolvimento do trabalho. Logo depois, uma seção conterá os resultados e discussões das caracterizações magnéticas e estruturais das amostras. Conclusões, considerações finais, perspectivas e referências bibliográficas serão apresentadas por fim.

2 Fundamentação teórica

2.1 Ordenamento magnético

As propriedades magnéticas em que estamos interessados se devem inteiramente aos elétrons do átomo. Apesar de o núcleo atômico possuir momento magnético, ele é muito pequeno comparado ao dos elétrons e pode ser desprezado, o que não afeta de maneira significativa as propriedades magnéticas macroscópicas.

Levando em conta dois tipos de movimento eletrônico, associa-se a cada um deles um momento magnético, isto é, um referente ao movimento orbital do elétron ao redor do núcleo e outro ao spin. Quando tratamos de átomos contendo mais de um elétron, seu momento magnético é dado por um vetor resultante de todos os momentos eletrônicos. Assim, os momentos magnéticos dos elétrons podem se orientar de duas maneiras; uma, na qual eles se cancelam uns aos outros fazendo com que o átomo tenha momento magnético líquido igual a zero, o que leva ao diamagnetismo; outra, quando os momentos eletrônicos não estiverem totalmente compensados e o átomo possuir momento magnético diferente de zero. Deste modo, materiais compostos por átomos do último tipo podem ser classificados como paramagnéticos, ferromagnéticos, antiferromagnéticos ou ferrimagnéticos [4].

2.1.1 Ferromagnetismo

Uma das principais características de um FM é sua magnetização espontânea, que se deve ao alinhamento dos momentos magnéticos localizados na rede atômica, ilustrado na figura 3(b). Por definição, tomamos a magnetização \vec{M} de um corpo como uma medida de seu momento magnético por unidade de volume. Assim, se um material apresentar magnetização mesmo na ausência de um campo magnético \vec{H} , ele é dito ferromagnético (por exemplo Fe, Ni, Co).

Outra quantidade importante no ferromagnetismo é a magnetização de saturação \vec{M}_S , representada na figura 1(a). Em um dado corpo, seu valor é determinado quando todos os momentos magnéticos que podem ser orientados se alinham a um campo magnético externo. Neste ponto, mesmo que a intensidade do campo externo aumente, a magnetização da amostra não será alterada.

Fatores térmicos estão intimamente ligados às propriedades magnéticas dos corpos. Conforme a temperatura em um FM aumenta, verifica-se que a \vec{M}_S diminui [figura 1(b)]. Quando a magnetização de saturação de um material atinge o zero, temos a temperatura de Curie (T_C). Neste ponto a amostra deixa de apresentar ordem ferromagnética e passa a se comportar como um paramagneto. Materiais paramagnéticos [veja a figura 3(a)] possuem momentos magnéticos; no entanto, eles se orientam aleatoriamente, fazendo com que a

magnetização tenda a zero. Entretanto na presença de um campo magnético, os momentos que estavam aleatoriamente orientados por influência de fatores térmicos, agora se alinham na direção do campo aplicado. Assim, um paramagneto caracteriza-se por apresentar magnetização diferente de zero na presença de campo magnético aplicado e magnetização nula na ausência de campo externo.

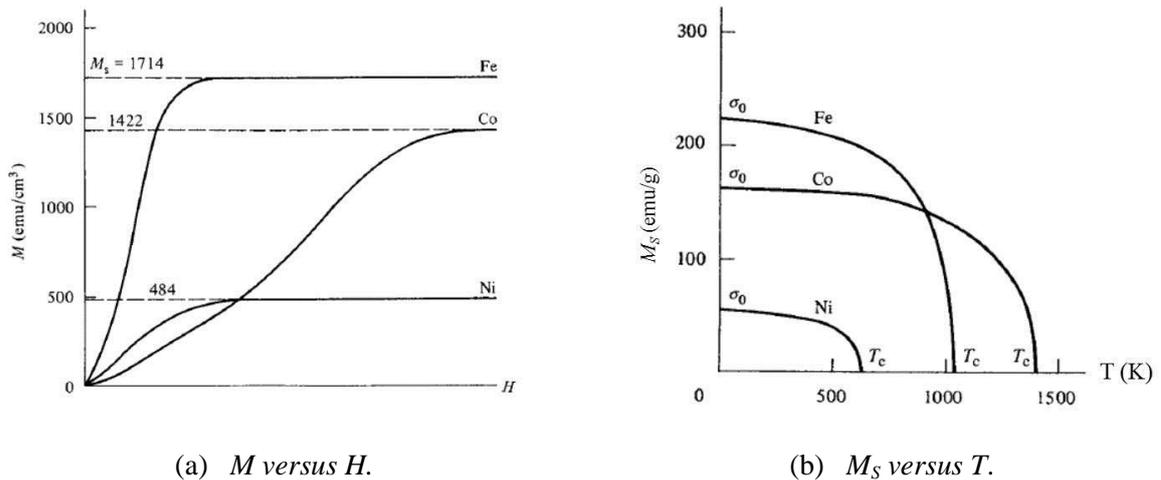


Figura 1: (a) Curvas de magnetização em temperatura ambiente do Fe, Ni e Co. (b) Magnetização de saturação (M_s) como função da temperatura (T) para os mesmos materiais. Figuras extraídas da referência [4].

A primeira tentativa que obteve êxito ao explicar o ferromagnetismo foi feita por Pierre Weiss em sua teoria de campo molecular [5]. Ele supôs um material FM composto por momentos magnéticos que interagem entre si (Weiss acreditava que esses momentos magnéticos eram provenientes das moléculas do material). Esta interação origina um campo interno $\vec{H}_m = \gamma \vec{M}$, proporcional à magnetização \vec{M} da amostra, de maneira que a interação de cada momento magnético com todos seus vizinhos possa ser tratada como um campo médio de origem “molecular”, que deve ser somado ao campo externo \vec{H} . Com isso, Weiss explica fenomenologicamente a magnetização espontânea e considera um campo efetivo \vec{H}_t ,

$$\vec{H}_t = \vec{H} + \vec{H}_m. \quad (1)$$

Utilizando uma hipótese adicional que leva em conta a formação de diferentes domínios magnéticos no interior da amostra (figura 2), é possível explicar um estado de magnetização nula em um ferromagneto. Apesar do campo molecular orientar a magnetização individual dos domínios, esse campo não impede que cada domínio assumam magnetizações em diferentes direções e sentidos de forma que a magnetização total da amostra possa ser igual a zero.

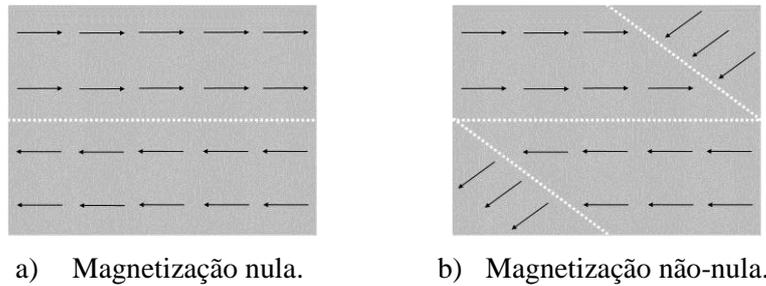


Figura 2: Formação de domínios magnéticos em amostras FM. (a) Dois domínios orientados de maneira que a magnetização total da amostra seja anulada. (b) Possíveis domínios que originariam uma magnetização não-nula.

2.1.2 Antiferromagnetismo

Louis Néel [6] desenvolveu a teoria do antiferromagnetismo aplicando a teoria do campo molecular de Weiss. Néel explicou o comportamento de um material AF assumindo a existência de momentos magnéticos idênticos, divididos em duas sub-redes interpenetrantes (A e B), de maneira que eles ficassem orientados antiparalelamente [ilustrado figura 3(c)]. As orientações das sub-redes são tratadas por meio de dois campos moleculares agindo em cada uma delas. Apesar de Néel ter publicado seu primeiro trabalho sobre materiais AF em 1932, somente por meio da difração de nêutrons no ano de 1949, Shull e Smart [7] provaram que os spins de um AF (MnO) estavam orientados antiparalelamente em dois grupos. Outra propriedade que um AF assume de modo análogo a um FM é a chamada temperatura de Néel (T_N), acima da qual um AF passa a se comportar como um paramagneto.

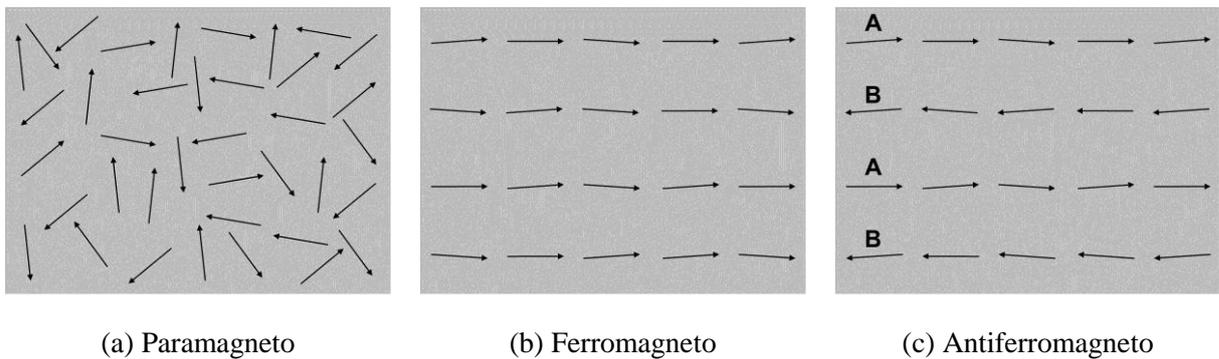


Figura 3: Distribuições típicas dos momentos magnéticos quando não há campos magnéticos externos. (a) Um paramagneto; (b) Um ferromagneto abaixo de T_C ; c) Um antiferromagneto abaixo de T_N .

Weiss e Néel conseguiram explicar o comportamento de um FM e de um AF, respectivamente, utilizando a teoria do campo molecular. No entanto, essa teoria não faz nenhuma menção a origem deste campo. Somente com o advento da mecânica quântica, isto é, por meio das formulações desenvolvidas por Heisenberg e Dirac, independentemente, foi possível explicar o surgimento do campo efetivo através da interação de troca entre dois elétrons vizinhos. Esta interação representa a repulsão Coulombiana agindo em conjunto com o princípio de exclusão de Pauli [8].

As energias associadas às interações de um sistema com um grande número de íons N , em muitos casos de interesse, podem ser obtidas através dos autovalores da Hamiltoniana de spin, tratando como um problema de apenas dois spins somado a todos os pares de íons [9],

$$H_{spin} = - \sum_{i,j} J_E \overline{\mathbf{S}}_i \cdot \overline{\mathbf{S}}_j, \quad (2)$$

onde a energia de troca é dada por H_{spin} , J_E é a integral de troca, $\overline{\mathbf{S}}_i$ e $\overline{\mathbf{S}}_j$ são os spins dos átomos i e j , respectivamente.

Se $J_E > 0$, a energia de troca favorece a configuração paralela de spins, ou seja, a organização ferromagnética. Entretanto, se $J_E < 0$, o ordenamento magnético se dá através do alinhamento antiparalelo dos spins, causando o antiferromagnetismo ou o ferrimagnetismo.

2.2 Anisotropias magnéticas

O magnetismo dos materiais depende basicamente de três fatores: da intensidade dos momentos magnéticos associados aos átomos ou íons vizinhos; da distância entre os íons vizinhos; e da assimetria estrutural do sistema. Assim, um material é dito magneticamente anisotrópico quando apresenta propriedades dependentes de direções preferenciais. Numa curva de magnetização em função do campo aplicado (M versus H), há eixos nos quais a amostra atinge a magnetização de saturação com campos menos intensos (“eixos fáceis”) e outros em que campos mais intensos precisam ser aplicados (“eixos duros”) para saturar a magnetização, dando evidências às características das anisotropias magnéticas.

Entre os diferentes tipos de anisotropias, discutiremos os três mais significativos para este trabalho: a anisotropia magnetocristalina, gerada pela interação spin-órbita; anisotropia de forma, que depende do formato da amostra; e as anisotropias induzidas por tratamentos térmicos e por irradiações iônicas [4].

A simetria de uma estrutura cristalina está fortemente ligada aos momentos magnéticos orbitais que, através do acoplamento spin-órbita, afetam a interação de troca entre spins de átomos vizinhos. Se não existirem campos magnéticos externos, os spins ficarão alinhados em direções que minimizem a energia do acoplamento, produzindo assim eixos fáceis de magnetização nestas direções. Esta dependência da magnetização em função da simetria do cristal é chamada de anisotropia magnetocristalina. Aplicando um campo magnético numa direção qualquer, este campo tenderá a reorientar os spins de maneira que certa quantidade de energia, chamada de energia de anisotropia, seja armazenada no cristal. Associa-se a esta energia uma constante, K , chamada constante de anisotropia.

Consideremos um material policristalino, não esférico, onde a anisotropia magnetocristalina líquida seja desprezada. Ao magnetizar esta amostra, existirão eixos de maiores comprimentos, ao longo dos quais o material será magnetizado mais facilmente do que ao longo de eixos mais curtos, produzindo a anisotropia de forma. Isso ocorre devido a um campo criado no interior da amostra que se opõe à magnetização que o gera, chamado de campo desmagnetizante, $\overline{\mathbf{H}}_d$, que depende da forma da amostra. Essa anisotropia favorece a

magnetização no plano do filme fino, já que as dimensões do plano são muito maiores que sua espessura.

2.2.1 Anisotropias induzidas

Modificações de materiais magnéticos por meio de anisotropias induzidas são muito importantes em aplicações tecnológicas. Para isso, a técnica mais utilizada é o tratamento térmico (*annealing*) na presença de campo magnético. O primeiro trabalho científico que relata um tratamento térmico magnético foi feito em 1913 por Pender e Jones [10]. Quando certo material é aquecido na presença de um campo magnético até determinada temperatura (abaixo da T_C , porém alta suficiente para que a difusão atômica ocorra) e em seguida resfriado até a temperatura ambiente, ele desenvolve uma anisotropia uniaxial permanente, gerando um eixo fácil paralelo à direção do campo em que foi tratado.

Em 1950 Chikazumi [11] tentou explicar a indução de uma anisotropia por *annealing* através da idéia de uma ordem direcional. Essa teoria é fundamentada na organização de pares de átomos de um mesmo elemento orientados em eixos preferenciais. Para explicar como a ordem direcional cria anisotropia magnética, assumimos a hipótese de que existe uma interação magnética entre o eixo em que os átomos estão preferencialmente distribuídos e a direção da magnetização local, tal que os dois tendam a ficar paralelos. Assim, se um campo magnético intenso o suficiente para saturar a amostra e uma temperatura elevada forem usados, os pares atômicos se reorientarão paralelamente ao campo. Ao resfriar a amostra, esta ordem direcional se fixará e os domínios magnéticos que se formam ao retirar o campo de tratamento terão suas magnetizações ligadas ao eixo da ordem direcional, gerando uma anisotropia magnética mais intensa nesta amostra.

Ao bombardear um material com partículas de alta energia, esse material tem suas propriedades físicas e mecânicas alteradas em função de rearranjos atômicos. As colisões entre as partículas espalhadoras e os átomos espalhados geram defeitos pontuais distribuídos pelo material. Néel e colaboradores [12] observaram que uma anisotropia uniaxial forte pode ser induzida em um cristal simples de NiFe, por meio do aquecimento da amostra, simultâneo à irradiação de nêutrons rápidos e à aplicação de campo magnético.

2.3 Exchange bias

O fenômeno de EB foi observado pela primeira vez em 1956 por Meiklejohn e Bean [1]. Estes pesquisadores estudavam pequenas partículas (de dimensões entre 100 e 1000 Å) de Co e perceberam que quando essas partículas oxidavam, formando CoO nas suas superfícies, a respectiva curva de histerese magnética (mostrada na figura 4) apresentava um deslocamento em campo. No entanto, esse deslocamento só era observado em medidas de magnetização realizadas em baixas temperaturas e quando essas partículas passavam por um processo de resfriamento até a temperatura de 77 K na presença de um campo magnético forte suficiente para saturar a magnetização. Em laços de histerese realizados em temperaturas maiores que a temperatura de Néel do CoO ($T_N = 291$ K), a magnetização das partículas se comportava

como se não houvessem óxidos presentes. Considerando as evidências de que esse fenômeno ocorria pela interação entre um material FM (Co) com um AF (CoO), os autores descreveram-o como uma anisotropia de troca (*exchange anisotropy*).

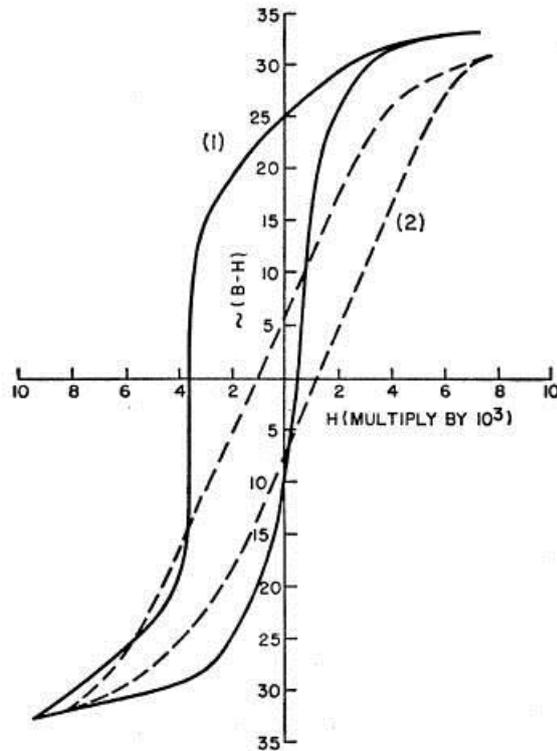


Figura 4: Curvas de magnetização obtidas por Meiklejohn e Bean para partículas de Co/CoO à 77 K. A curva tracejada (2) foi obtida para uma amostra resfriada sem campo magnético aplicado. A curva (1), que apresenta deslocamento em campo, se refere à medida de uma amostra resfriada na presença de campo magnético. Figura extraída da referência [1].

A energia associada a esta anisotropia “unissentidal” é expressa pela seguinte equação [13]:

$$E_{ex} = -J_{ex} \cos \beta, \quad (3)$$

onde J_{ex} é a constante de interação de troca e β é o ângulo entre os momentos magnéticos FM e AF na sua interface.

Apesar das várias dúvidas e incertezas que cercam o efeito EB, a sua origem física, através de um acoplamento de troca na interface FM/AF, parece ser uma das mais aceitas pela comunidade científica neste tema. O deslocamento em campo do ciclo de histerese pode ser facilmente compreendido por meio de um modelo fenomenológico. Tal modelo considera um sistema onde um material FM tem contato com um material AF e cuja temperatura de Curie do FM é maior que a temperatura de Néel do AF, isto é $T_C > T_N$. Assim, ao aquecer a amostra até uma temperatura T tal que $T_C > T > T_N$, o FM mantém seu ordenamento magnético, porém

o AF passa a se comportar como um paramagneto. Aplicando um campo magnético capaz de saturar a magnetização da camada FM, os spins do FM se alinham na direção do campo externo. Como consequência, os spins interfaciais do AF vão interagir com os spins do FM, adquirindo o mesmo alinhamento magnético. Então, conforme a temperatura diminui, o material AF volta a apresentar ordenamento, porém a orientação antiparalela típica das subcamadas de um AF será induzida pelos seus spins interfaciais, que estão orientados paralelamente à camada FM e ao campo externo, que permanece aplicado durante o resfriamento.

Para entender como ocorre o deslocamento em campo de uma curva de histerese de um sistema que contenha interfaces AF/FM acopladas, como descrito no parágrafo anterior, precisamos considerar a figura 5 e alguns pontos específicos dessa curva. Aplicando um campo magnético \vec{H} capaz de saturar a amostra na mesma direção e sentido que o campo de resfriamento, estaremos no estado (a). Diminuindo a intensidade do campo \vec{H} até um ponto no qual ele passa a apontar no sentido inverso do inicial, a magnetização da camada FM tenta acompanhar a orientação de \vec{H} . Porém, devido ao acoplamento dos spins interfaciais AF/FM, um campo mais intenso neste sentido precisa ser aplicado para que a inversão da magnetização ocorra, como ilustrado na figura 5(b). Quando se aplica um campo \vec{H} no sentido inverso do inicial e intenso o suficiente para vencer o torque imposto pela interação AF/FM, a camada FM finalmente inverte a orientação de seus spins e temos o estado (c). Para completar o laço de histerese, \vec{H} volta a ter sua intensidade reduzida e mesmo antes de inverter seu sentido, a camada FM consegue reorientar seu spins, agora ajudados pelo torque gerado no acoplamento interfacial [figura 5(d)]. Observamos o deslocamento em campo da curva produzido pelo acoplamento dos spins interfaciais das camadas AF e FM.

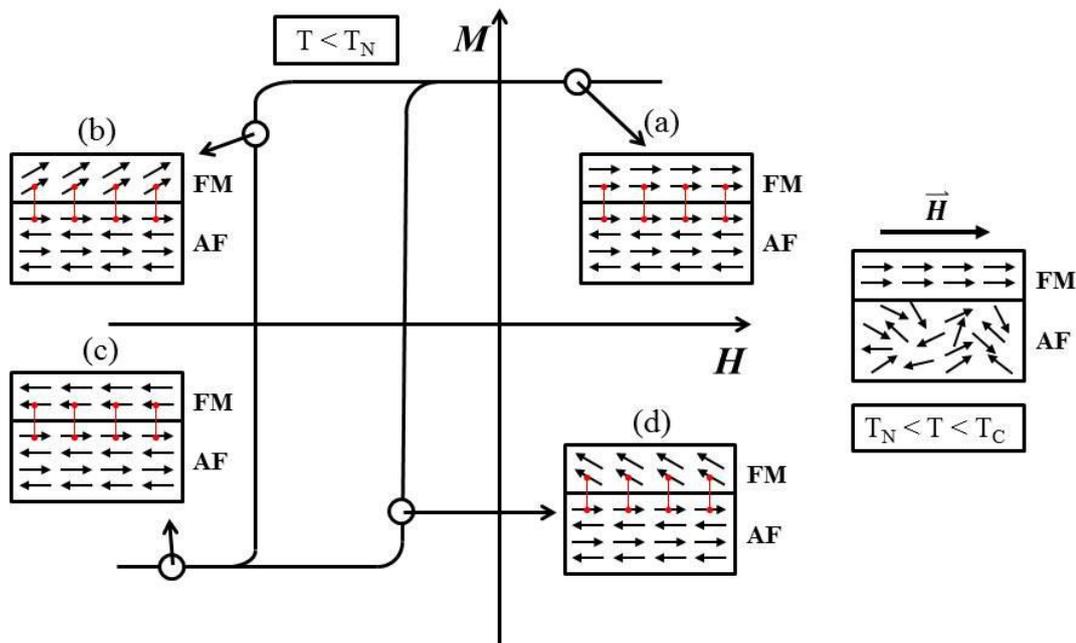


Figura 5: Modelo intuitivo que explica fenomenologicamente o deslocamento em campo da curva de histerese.

Comparando um material que apresente o efeito EB com um FM desacoplado (de um AF), além do deslocamento em campo, outra característica importante é o aumento da coercividade. Levando em conta essas características, para que se possa fazer uma análise quantitativa do EB vamos definir, além do campo de EB (H_{EB}) que representa o deslocamento do centro da curva de magnetização em relação a origem (0,0), um outro campo, o coercivo (H_C) como sendo a metade da largura da curva de magnetização quando $M = 0$. Veja figura 6 e equações (4) e (5).

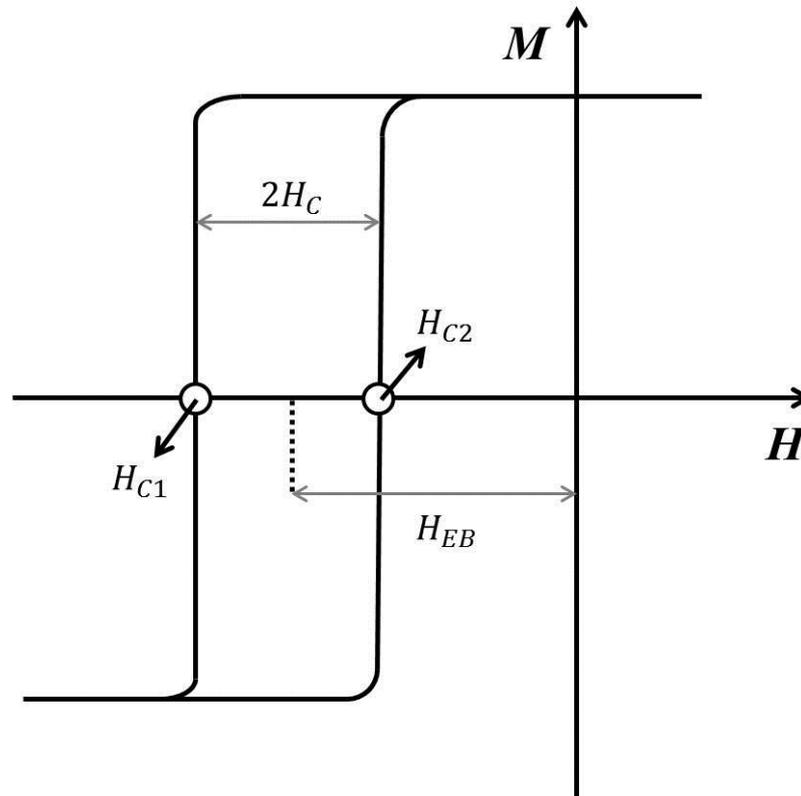


Figura 6: Ilustração de uma curva de magnetização típica de sistemas com *exchange bias* a fim de definir os campos coercivos e de EB.

$$H_C = -\frac{H_{C1} - H_{C2}}{2}, \quad (4)$$

$$H_{EB} = \frac{H_{C1} + H_{C2}}{2}. \quad (5)$$

O grande potencial em aplicações tecnológicas, principalmente na área de mídias magnéticas, tem impulsionado muito as pesquisas em filmes finos que apresentam EB. A dependência dos campos H_{EB} e H_C com as espessuras, tanto das camadas FM quanto das AF, é tema de pesquisa comum na área. Geralmente, para filmes finos com espessura da camada AF fixa, observa-se uma dependência do H_{EB} com o inverso da espessura do FM [13]. No

entanto, fixando a espessura do FM e variando a do AF, diferentes comportamentos são observados. Um dos mais significativos é a existência de uma espessura crítica (do AF) [14], abaixo da qual o fenômeno EB não é observado e acima da qual o efeito se estabiliza.

Efeitos térmicos estão fortemente ligados ao EB: ao elevarmos a temperatura de um sistema que apresentava EB, este desaparece quando o sistema ultrapassa a temperatura de bloqueio (T_B). Na grande maioria dos casos, $T_B \lesssim T_N$.

A rugosidade de um filme fino pode afetar a polarização por intercâmbio, já que este é um efeito de interface. Resultados experimentais mostram que H_{EB} decresce com o aumento da rugosidade [15] e [16]. Outros parâmetros que alteram o EB são a cristalinidade e o tamanho de grão, principalmente na camada que cresce primeiro em um filme fino, pois ela poderá induzir anisotropias nas camadas posteriores. Neste trabalho, as amostras estudadas contém uma camada de IrMn, um material AF, que deve apresentar uma orientação cristalina (111) necessária para que o EB seja observado.

3 Técnicas e procedimentos experimentais

3.1 Forno resistivo e tratamentos térmicos

Como dito no final do capítulo anterior, para que o efeito EB seja observado em um sistema IrMn/FM, o IrMn deve crescer na textura (111). No entanto, em algumas amostras, mesmo possuindo essa estrutura, o efeito precisa ser ativado para que o deslocamento em campo seja observado. Para isso, tratamento térmico (*annealing*) na presença de campo magnético aplicado foi a técnica utilizada.

O forno resistivo (esquemático na figura 7), onde os tratamentos térmicos foram realizados, é constituído por uma haste sobre a qual as amostras são presas. Esta haste possui uma resistência elétrica ligada a um controlador de potência que, por sua vez, está conectado a um sensor de temperatura (PT100) que fica ao lado das amostras, possibilitando o monitoramento e programação da temperatura desejada. Uma cápsula ligada a uma bomba de vácuo envolve a haste, isolando o sistema do ambiente e mantendo uma pressão baixa suficiente para evitar oxidações nas amostras. Todo esse aparato fica montado sobre uma bancada móvel de maneira que ele tenha liberdade para ser posicionado entre as bobinas de um eletroímã. Assim, ao passar uma corrente elétrica pelas bobinas por meio de uma fonte de corrente, gera-se um campo magnético que será aplicado durante o tratamento térmico.

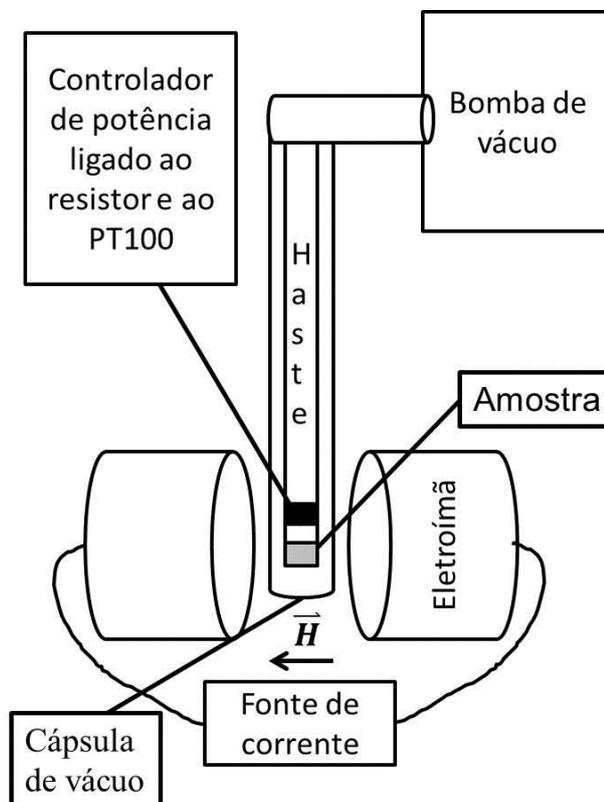


Figura 7: Diagrama de blocos do forno resistivo.

Diversos parâmetros estão envolvidos num tratamento térmico: temperatura do tratamento (T_{ann}), campo magnético aplicado ($\overrightarrow{H_{ann}}$), ângulo (θ_{ann}) entre o eixo de fácil magnetização da amostra e o campo aplicado, intervalo de tempo (Δt) em que a amostra fica aquecida à T_{ann} e pressão no interior da cápsula (P_{ann}) são os relevantes neste estudo. Harres [17] encontrou uma temperatura que maximiza o deslocamento em campo ($T_{ann} = 210$ °C) em um trabalho desenvolvido com amostras IrMn/Cu/Co.

Os tratamentos térmicos realizados neste estudo seguiram os parâmetros que otimizaram os efeitos do EB em amostras similares, baseados em trabalhos anteriores realizados no LAM [17]. Todas as amostras foram posicionadas com o eixo de fácil magnetização paralelo ao campo magnético aplicado, assim $\theta_{ann} = 0^\circ$. Então, deu-se início ao bombeamento dentro da cápsula. Aguardamos até atingir uma $P_{ann} \approx 10^{-6}$ mbar, enquanto $\overrightarrow{H_{ann}}$ com intensidade de 2,1 kOe foi aplicado. Em seguida aquecemos a amostra até a $T_{ann} = 210$ °C, mantendo essa temperatura por um $\Delta t = 15$ min. Após esse tempo, a amostra foi resfriada lentamente, na presença do campo magnético, até atingir temperatura ambiente.

3.2 AGFM

Para obter as curvas de magnetização, foi utilizado um *Alternating Gradient Force Magnetometer* (AGFM) [4] construído no próprio LAM. Este magnetômetro é um equipamento de altíssima sensibilidade, capaz de medir variações no momento magnético da ordem de 10^{-8} emu. Seu funcionamento está baseado na força que os momentos magnéticos de uma amostra sentem ao serem submetidos a um gradiente de campo magnético. O dispositivo é constituído por uma haste capilar de vidro ligada a um material piezoelétrico em uma das extremidades, enquanto que no outro extremo desta haste a amostra é fixada. Além disso, para que o AGFM funcione são necessárias duas bobinas de gradiente, ligadas a um gerador de frequência e um eletroímã capaz de gerar um campo magnético DC (esquema ilustrado na figura 8). Uma cápsula protetora envolve o piezoelétrico, evitando choques mecânicos e interferências eletromagnéticas. Este componente tem a função de transformar um sinal mecânico em um elétrico, podendo assim ser amplificado e lido por um amplificador chaveado de alta sensibilidade (*Lock in*).

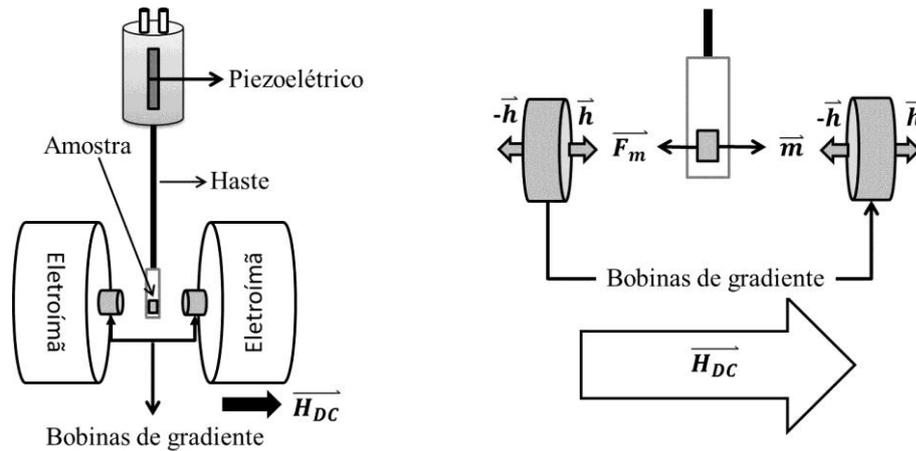


Figura 8: Esquema com os principais componentes de um AGFM. Na direita mostramos uma figura detalhada com os campos e forças envolvidas. Aqui o eletroímã não foi mostrado, mas seu campo magnético DC continua agindo.

Posicionando uma amostra magnética em um campo magnético DC ($\overrightarrow{H_{DC}}$), esta pode ser magnetizada. Ao aplicarmos simultaneamente um outro campo magnético (\overrightarrow{h}), desta vez alternado, uma força $\overrightarrow{F_m}$, também alternada, é gerada na amostra. Esta força causa vibrações na amostra, e por sua vez na haste, que conseqüentemente geram pulsos elétricos por meio do piezoelétrico. Este sinal elétrico é proporcional à magnitude do gradiente de campo provocado pelas bobinas de gradiente, e a componente da magnetização da amostra \overrightarrow{m} na direção de $\overrightarrow{H_{DC}}$:

$$\overrightarrow{F_m} = \nabla(\overrightarrow{m} \cdot \overrightarrow{h}). \quad (6)$$

Assim, se tivermos conhecimento sobre o gradiente de campo e levarmos em conta que o sinal elétrico medido é proporcional a força $\overrightarrow{F_m}$, podemos obter informações sobre a magnetização da amostra.

3.3 Difractometria de raios-x

A técnica de difração de raios-x é uma das mais utilizadas na caracterização estrutural de materiais cristalinos [18] e [9]. Ela baseia-se no espalhamento elástico da radiação incidente pelos átomos do material que está sendo analisado.

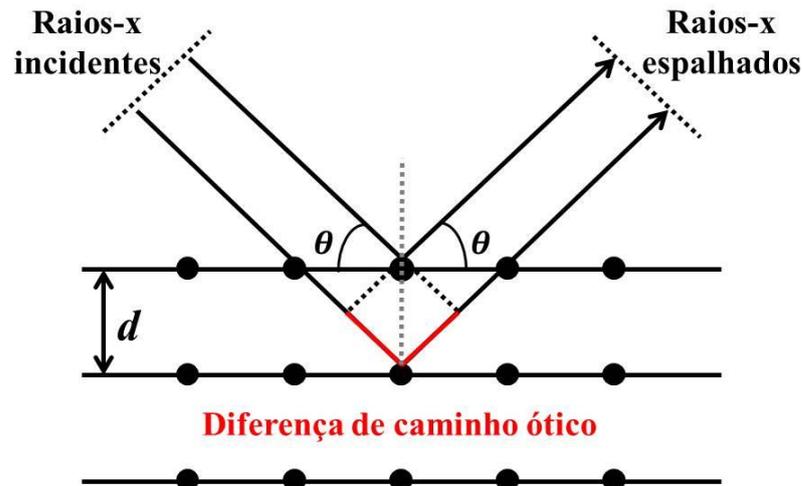


Figura 9: Espalhamento de raios-x através dos planos de um cristal. Por meio da Lei de Bragg se pode aferir sobre valores das distâncias interplanares.

Quando um fóton de raios-x colide com um elétron, este modifica sua trajetória, porém sua energia e fase não são alteradas. Ao considerar feixes incidindo sobre uma estrutura cristalina e detectados após serem espalhados pelo material, e levando em conta a diferença de caminho óptico ($2d \sin \theta$) entre feixes, eles poderão interferir construtivamente ou não, dependendo do seu comprimento de onda (ilustrado na figura 9). Essa relação é estabelecida através da Lei de Bragg:

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (7)$$

onde d é a distância entre planos atômicos, θ o ângulo entre estes planos e a radiação incidente, λ é o comprimento de onda desta radiação e n um número inteiro.

Aqui fica evidente a condição para que a interferência construtiva ocorra, isto é, somente quando a diferença de caminho óptico entre fótons distintos for igual a um múltiplo inteiro do comprimento de onda incidente. Desta forma, conhecendo λ e θ , podemos determinar a distância entre os planos atômicos.

3.4 Amostras

Apesar do objetivo principal deste trabalho ser a caracterização magnética e estrutural de amostras que apresentam o efeito EB, os filmes finos foram pensados considerando a possibilidade de estudos futuros mais aprofundados devido a complexidade de sistemas AF/FM₁/FM₂. Amostras que apresentam EB, com camadas AF espaçadas das FM por meio de materiais condutores, isolantes e AF's de baixa anisotropia foram estudadas em nosso grupo, principalmente por Nicolodi e colaboradores [2] e [3]. No entanto, a escassez de trabalhos científicos realizados com espaçadores FM motivou a confecção de amostras com a seguinte

composição nominal: Si (100) / SiO₂ / Ta (5 nm) / Ru (15 nm) / IrMn (7 nm) / Ni₈₁Fe₁₉(t_{NiFe}) / Co(5 nm) / Ru(3 nm), onde a espessura da camada de *permalloy*, t_{NiFe}, é de 0, 0,25, 0,5, 0,75, 1,0 e 1,5 nm.

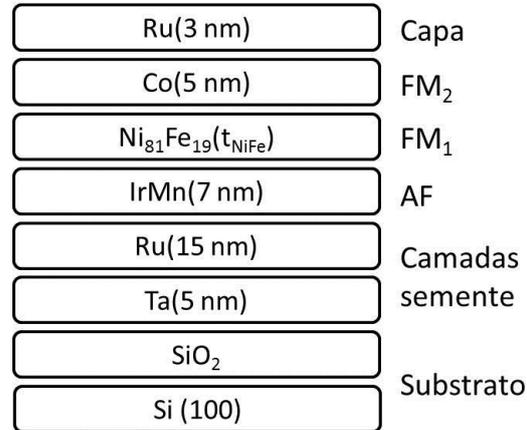


Figura 10: Composição nominal das amostras, onde a espessura da camada de *permalloy*, t_{NiFe}, é igual a 0; 0,25, 0,5, 0,75, 1,0 e 1,5 nm.

Todas as amostras foram produzidas por Cyril Deranlot e Frederic Petroff por meio de desbastamento iônico (usando a técnica de *magnetron sputtering*), no *Unité Mixte de Physique CNRS-Thales* em Orsay, França.

O grupo francês tem grande experiência na fabricação de filmes finos magnéticos. Em seus estudos sobre crescimento de camadas com texturas induzidas, os pesquisadores franceses notaram que depositando Ta seguido por Ru como camadas sementes, a orientação cristalográfica (111) no IrMn era obtida. Quanto ao material AF, o escolhido foi o IrMn, que apresenta boa resistência à corrosão, alta temperatura de bloqueio (T_B entre 300 e 520 K, dependendo do sistema) [13], baixa espessura crítica e uma constante de anisotropia relativamente alta. O Ni₈₁Fe₁₉ foi utilizado como espaçador por ser um FM macio, na expectativa de que por meio dele, haja uma “forte” interação entre o IrMn e o Co. A última camada de Ru age como uma capa protetora contra oxidações dos outros materiais.

As curvas de magnetização das amostras como-feitas, as quais serão mostradas adiante, confirmam a necessidade da ativação do efeito EB. Para isso, tratamentos térmicos foram realizados como descrito na seção 3.1.

4 Resultados

Os resultados experimentais desse trabalho serão apresentados e discutidos nas duas próximas seções. Inicialmente trataremos da caracterização estrutural, mostrando os resultados das medidas de difração de raios-x das amostras como-feitas e após tratamentos térmicos. Na segunda seção desse capítulo serão mostradas as curvas de magnetização dessas mesmas amostras assim como algumas modificações nas propriedades magnéticas do sistema IrMn/Ni₈₁Fe₁₉/Co, provocadas pela variação da espessura da camada de *permalloy*.

4.1 Caracterização estrutural

A obtenção dos difratogramas de raios-x foi feita através da técnica descrita na seção 3.3. As medidas foram realizadas no Laboratório de Altas Pressões e Materiais Avançados do IF-UFRGS. As curvas de difração, apresentadas na figura 11, possibilitaram a identificação de algumas estruturas cristalinas presentes nas amostras. Utilizando dados extraídos do *International Center for Diffraction Data*, comparamos com os ângulos em que nossas amostras apresentaram picos de difração e com isso notamos que a camada de IrMn cresceu com a orientação (111), fundamental para o EB.

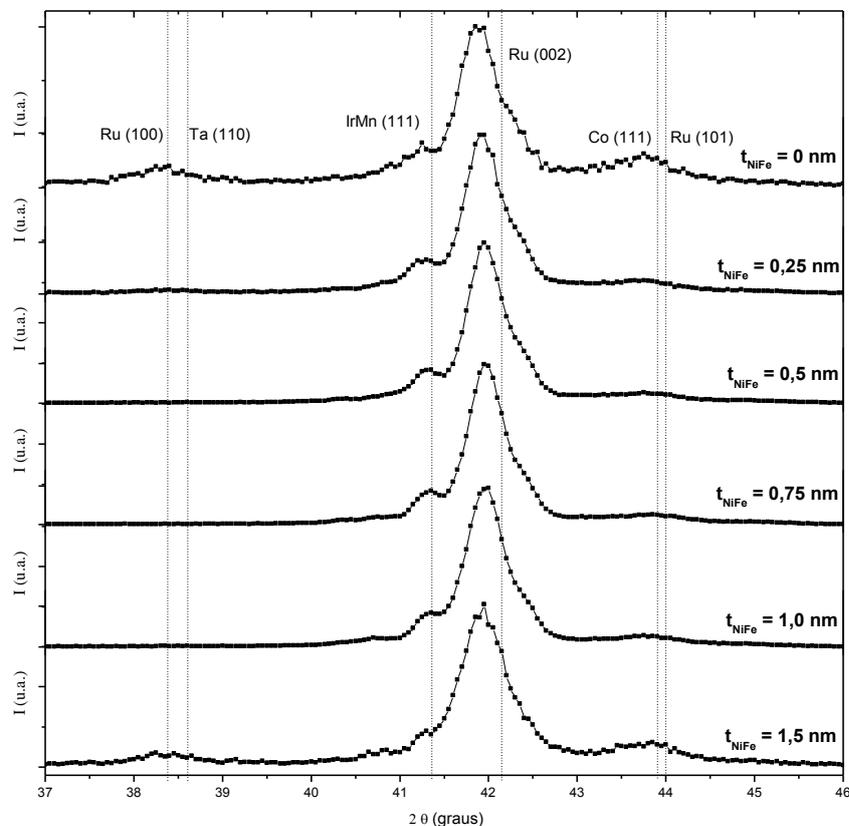


Figura 11: A difratometria de raios-x em amostras como-feitas mostra que o crescimento (111) do IrMn foi obtido.

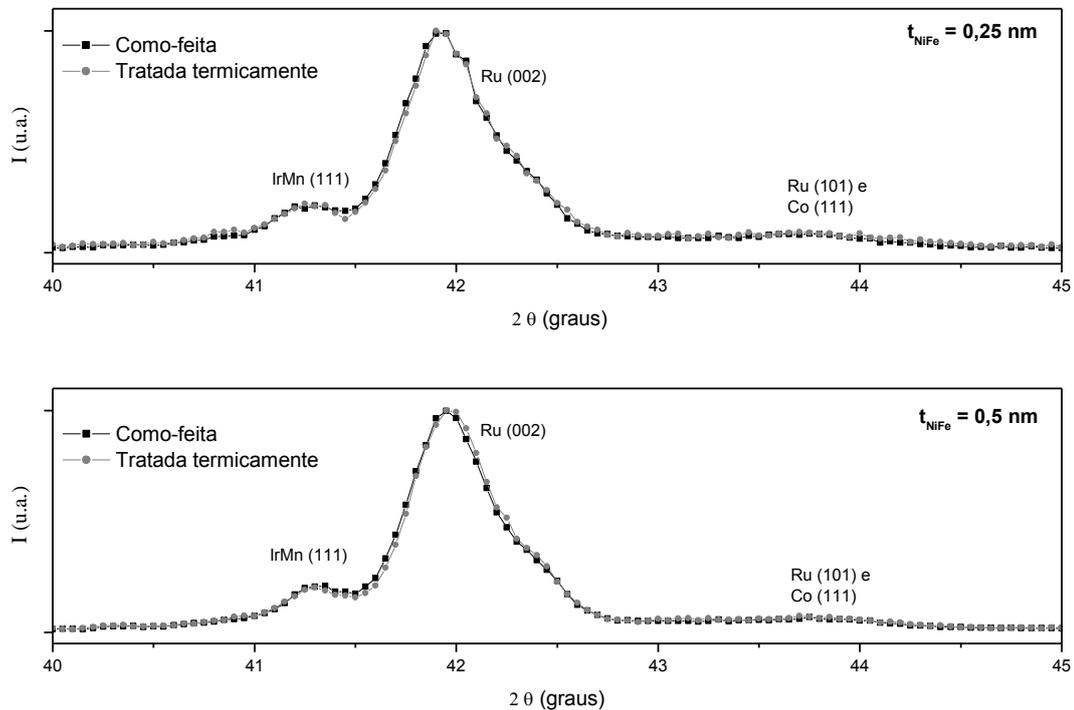


Figura 12: Curvas de difração para amostras como-feitas e após tratamento térmico. O tratamento térmico não produz grandes modificações na estrutura cristalina das amostras.

Pelas medidas de difração de raios-x não fomos capazes de detectar diferenças significativas entre as estruturas cristalinas das amostras como-feitas e tratadas termicamente. Sendo assim, assumimos que o *annealing* não induz grandes modificações na estrutura cristalina das amostras. No entanto, essas medidas não são suficientes para inferir algo sobre outras propriedades que têm influência no efeito EB, como a textura e o tamanho de grão.

4.2 Caracterização magnética

Todas as curvas de histerese magnética que serão apresentadas nessa seção foram realizadas em temperatura ambiente, por meio de um AGFM (descrito na seção 3.2). As primeiras medidas foram feitas nas amostras como-feitas aplicando um campo magnético DC no plano dos filmes, com intensidade suficiente para atingir a saturação magnética das camadas FM. Como durante a produção das amostras nenhum eixo de magnetização preferencial foi indicado, se fez necessário realizar medidas de magnetização com variação angular buscando a orientação dos eixos fáceis e duros. Este procedimento toma bastante tempo, pois inúmeras medidas precisam ser feitas. Tais medidas confirmam a presença de uma anisotropia “unissintidal” nestas amostras, deixando evidente a existência de um único sentido de fácil magnetização.

A partir daqui vamos chamar de “eixo fácil” a orientação da amostra em relação ao campo do AGFM, em que ocorre o maior deslocamento em campo do ciclo de histerese para a esquerda; esta orientação também é definida algumas vezes como “eixo de EB”. Quando nos referirmos a “eixo duro”, estaremos considerando a orientação da amostra na qual a curva de magnetização não é deslocada, ou seja, o ponto central desta curva deve coincidir com a origem. A figura 13 ilustra essas definições apresentando o eixo fácil e o eixo duro de uma amostra não tratada e sem camada espaçadora, onde a interação FM/AF é de contato direto. Essa curva também mostra que o campo aplicado durante a medida foi suficiente para saturar efetivamente a camada FM. Em algumas curvas iremos focar nossa atenção em detalhes sutis, notados apenas com um “zoom” nestas curvas. Essa aproximação pode deixar o leitor confuso, pensando que a saturação não foi atingida. Por isso vale salientar que em todas as medidas o campo magnético do AGFM foi intenso suficiente evitando possíveis efeitos de *minor loops* [19].

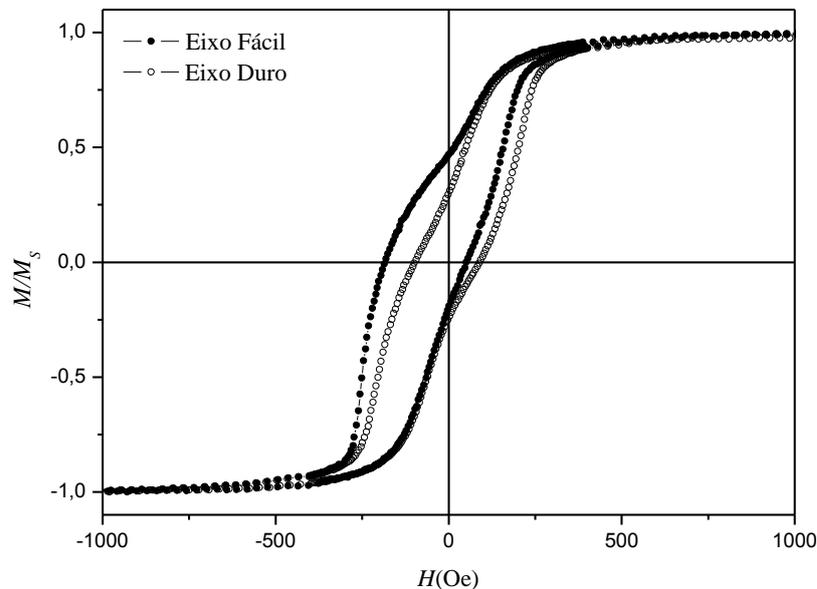


Figura 13: Curvas de magnetização fácil e difícil da amostra IrMn/Co sem espaçador ($t_{\text{NiFe}} = 0$ nm), obtida via AGFM.

Todas as curvas de magnetização das amostras como-feitas mostradas na figura 14 apresentam um formato semelhante, indicando a formação de duas fases magnéticas. Provavelmente, durante a deposição, o AF imprimiu seus padrões de domínios magnéticos no FM [20]. Estudos anteriormente realizados em nosso grupo já haviam relatado este mesmo formato de curva em sistemas IrMn/Cu/Co [2] e IrMn/Al₂O₃/Co [3]. Essa forma característica é interpretada como uma assinatura do efeito EB. Se algum tratamento for realizado nesse sistema, este terá grandes chances de induzir deslocamento em campo. Apesar de pequeno, todas as amostras com espaçador de *permalloy* possuem H_{EB} diferente de zero, sinalizando o acoplamento AF/FM. Este deslocamento em campo é atribuído a uma direção preferencial de EB, possivelmente gerada pelo campo magnético do *magnetron sputtering*.

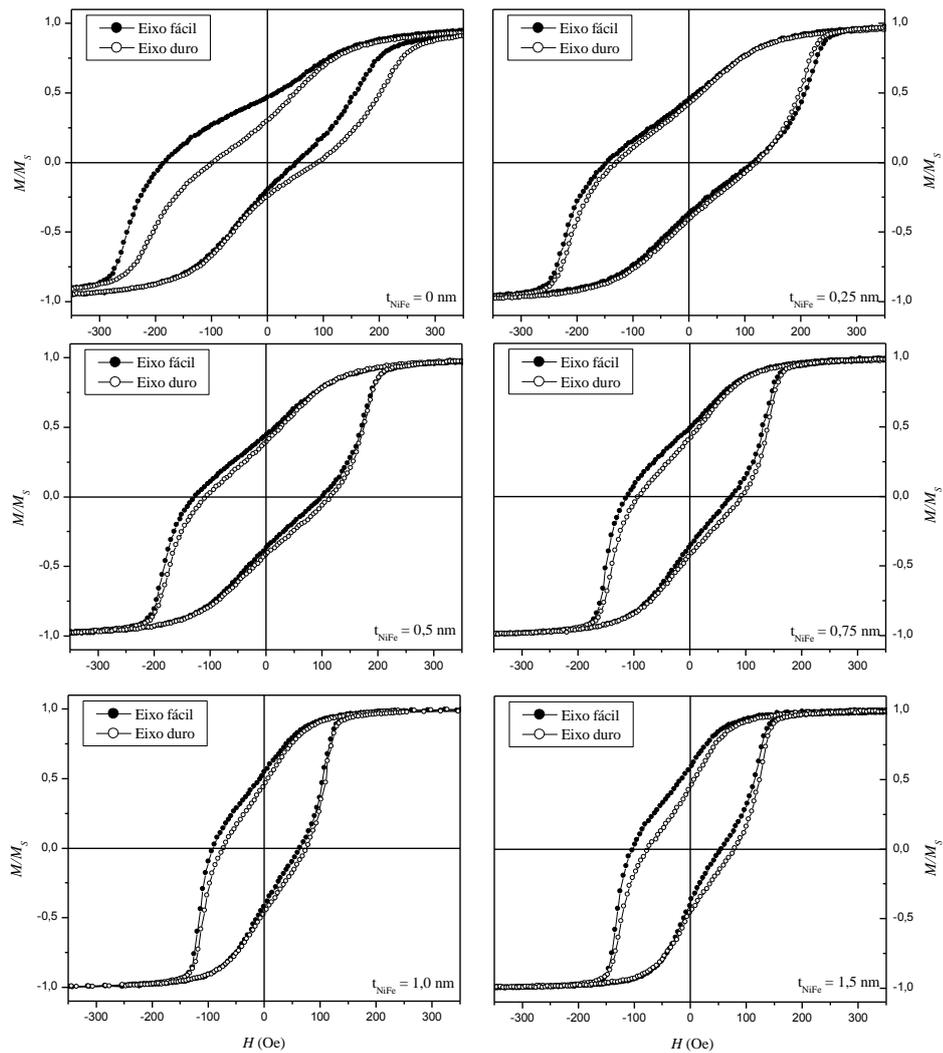


Figura 14: Curvas de magnetização das amostras como-feitas, onde t_{NiFe} é a espessura da camada de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$. O formato destas curvas, indicando a presença de duas fases magnéticas, pode ser interpretado como uma assinatura do efeito EB.

Extraindo as informações necessárias das curvas de magnetização, calculamos valores de H_{EB} e H_C através das equações (4) e (5). Esses valores estão mostrados na tabela 1.

Tabela 1: IrMn/ $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ /Co, amostra como-feita					
$\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (nm)	H_{EB} (Oe)	H_C (Oe)	$\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (nm)	H_{EB} (Oe)	H_C (Oe)
0,00	-67	118	0,75	-19	93
0,25	-16	130	1,00	-14	78
0,50	-14	114	1,50	-24	80

As medidas de magnetização com variação angular permitem encontrar a orientação dos eixos fáceis nas amostras como-feitas. Sabendo estas orientações, tratamentos térmicos foram realizados com intuito de ativar o efeito EB nas amostras. Para isso seguimos os parâmetros e processos detalhados na seção 3.1. Após os tratamentos, novas medidas de magnetização foram efetuadas. A figura 15 reúne essas curvas de histerese.

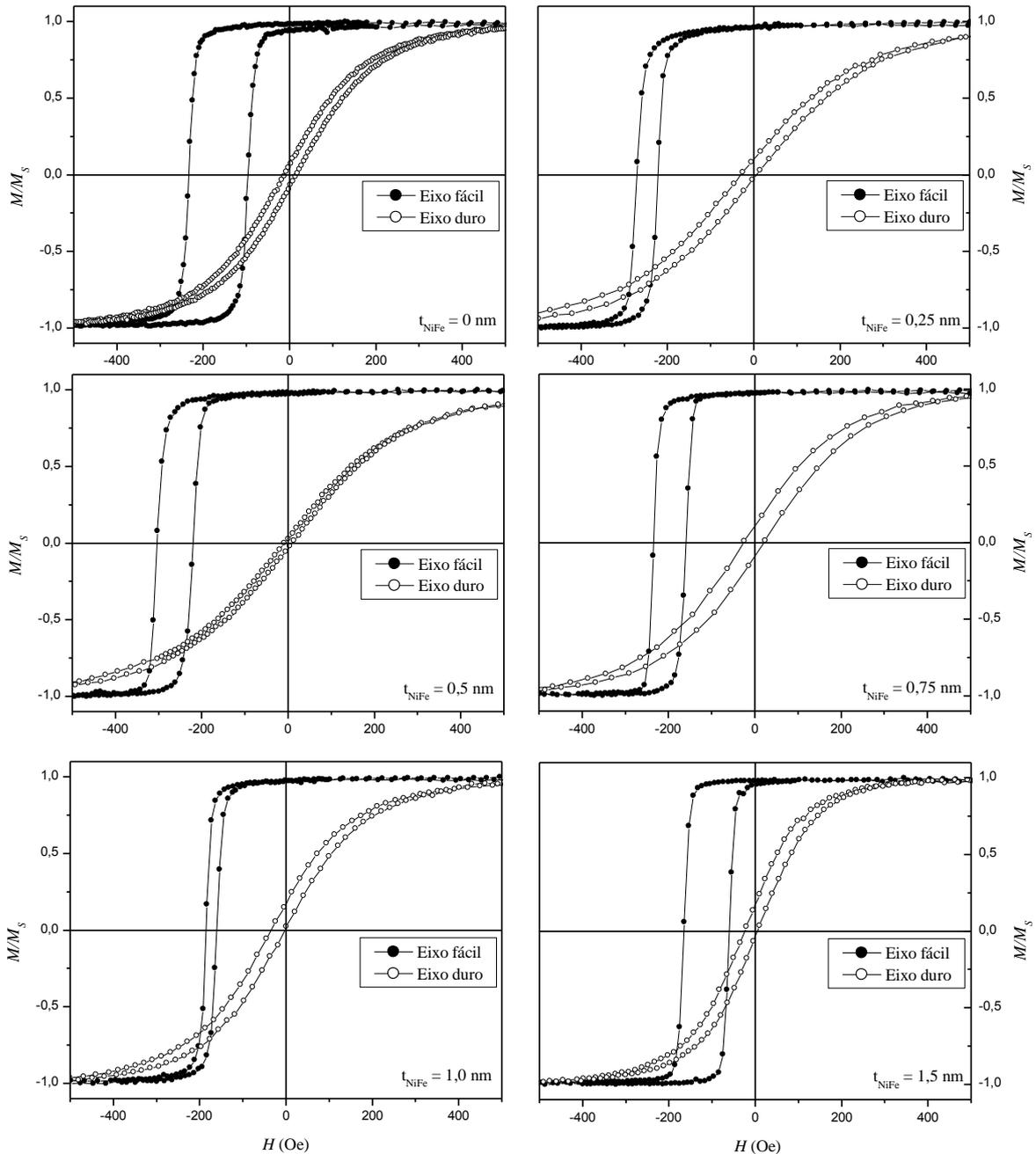


Figura 15: Curvas de magnetização das amostras após tratamento térmico. $T_{ann} = 210 \text{ }^\circ\text{C}$, $H_{ann} = 2,1 \text{ kOe}$, $\theta_{ann} = 0^\circ$ e $\Delta t = 15 \text{ min}$. O *annealing* ativou o efeito EB, fazendo com que as curvas após tratamento apresentassem apenas uma fase magnética, bem mais deslocada do que as como-feitas.

As curvas de magnetização das amostras tratadas termicamente deixam claro que o objetivo de ativar o efeito EB foi atingido por meio desta técnica. O aumento do H_{EB} é atribuído ao alinhamento de spins interfaciais não-compensados que estão acoplados à camada AF. Este alinhamento é conseguido por meio de um torque exercido pela camada FM sobre estes spins não-compensados. Tal processo ocorre com maior eficiência em certas temperaturas, o que torna necessário o tratamento térmico [17] e [21]. A tabela 2 reúne valores de H_{EB} e H_C para as amostras após tratamento térmico.

Ni ₈₁ Fe ₁₉ (nm)	H_{EB} (Oe)	H_C (Oe)	Ni ₈₁ Fe ₁₉ (nm)	H_{EB} (Oe)	H_C (Oe)
0,00	-165	68	0,75	-197	37
0,25	-246	24	1,00	-173	12
0,50	-262	42	1,50	-113	52

Uma análise importante que resume alguns resultados das curvas de magnetização é mostrada na figura 16, onde se faz um estudo da variação dos campos coercivo e de EB com o aumento da espessura da camada de *permalloy*.

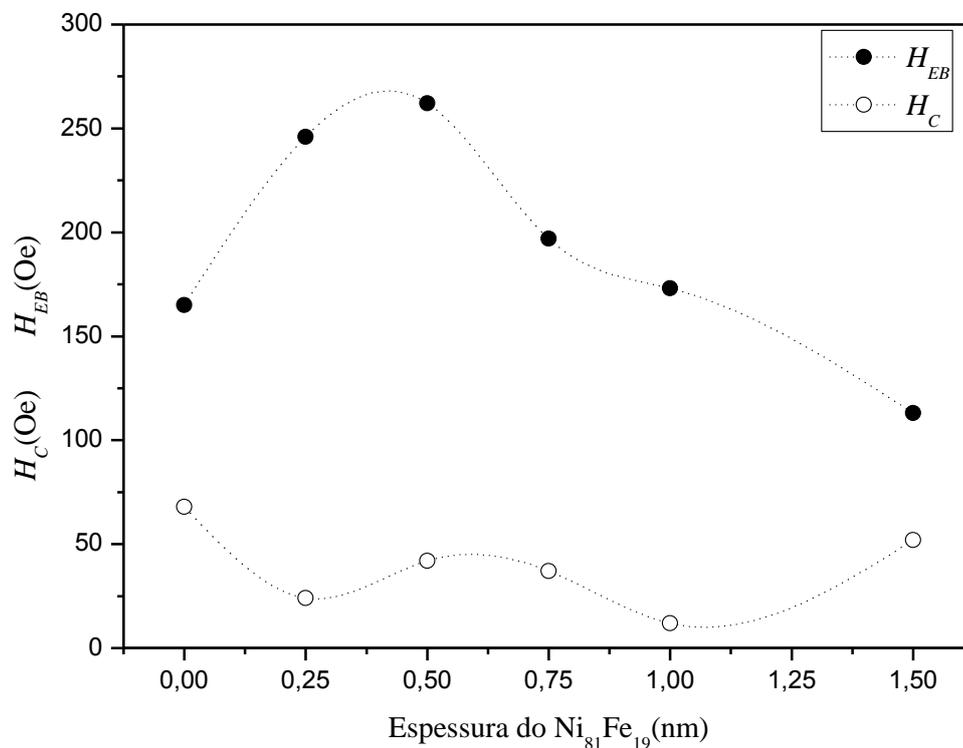


Figura 16: Variações do H_{EB} e H_C em função da espessura da camada de *permalloy*. A presença de um máximo no H_{EB} em função da espessura é um comportamento novo, podendo ser atribuído a possíveis acoplamentos simultâneos entre IrMn/Ni₈₁Fe₁₉, Ni₈₁Fe₁₉/Co e IrMn/Co. A queda do H_{EB} se deve ao aumento da espessura da camada FM. As linhas pontilhadas são apenas para guiar os olhos.

A presença de um máximo no H_{EB} em função da espessura da camada de *permalloy* surge como um comportamento até então desconhecido, pois este máximo é maior que o campo de EB da amostra sem $Ni_{81}Fe_{19}$. Baseado em trabalhos desenvolvidos por Nicolodi e colaboradores, com diferentes materiais espaçadores em sistemas IrMn/Co, sabemos que o campo de EB sempre é máximo na amostra em que o contato AF/FM é direto. Além disso, estes outros espaçadores agem diminuindo rapidamente o acoplamento EB em função do aumento da espessura.

Na tentativa de explicar o aumento do H_{EB} , vamos supor dois mecanismos. Primeiro, com caráter especulativo, podemos supor que esse aumento se deve a interações interfaciais de configurações de acoplamento mais forte. Assim, poderíamos pensar em novos sistemas que apresentam EB como, por exemplo, IrMn/FeCo ou IrMn/Fe, decorrentes de modificações no material FM geradas pelo $Ni_{81}Fe_{19}$. Do mesmo modo, surge a possibilidade de alterações no AF considerando formação de materiais como FeMn e NiMn. Entretanto, essas explicações envolvem alterações nas ligações químicas, que não podem ser comprovadas utilizando as técnicas de medidas do presente trabalho.

Outro modo de explicar o aumento do H_{EB} cogita um acréscimo na quantidade de spins não-compensados na interface AF/FM, gerado pela deposição da camada de *permalloy*. Em filmes finos de determinados materiais que normalmente apresentam ordem magnética, podem ocorrer alterações em suas propriedades dependentes da espessura de suas camadas. Levando em conta que a camada espaçadora é muito fina, o ordenamento magnético pode ainda não estar estabelecido. Desta forma acreditamos que o ordenamento magnético nas camadas de $Ni_{81}Fe_{19}$ com espessuras menores que 0,5 nm pode ser induzido pelo material que foi depositado primeiro, neste caso, IrMn. Isto poderia resultar num aumento do número de spins não-compensados na interface. No entanto, com o aumento da espessura da camada de *permalloy*, isto é, espessuras maiores que 0,5 nm para este sistema, a ordem ferromagnética é estabelecida. A partir daqui as amostras passam a se comportar de maneira conhecida, onde o H_{EB} é proporcional ao inverso da espessura do material FM [13]. A figura 17 apresenta um ajuste para a queda do campo EB.

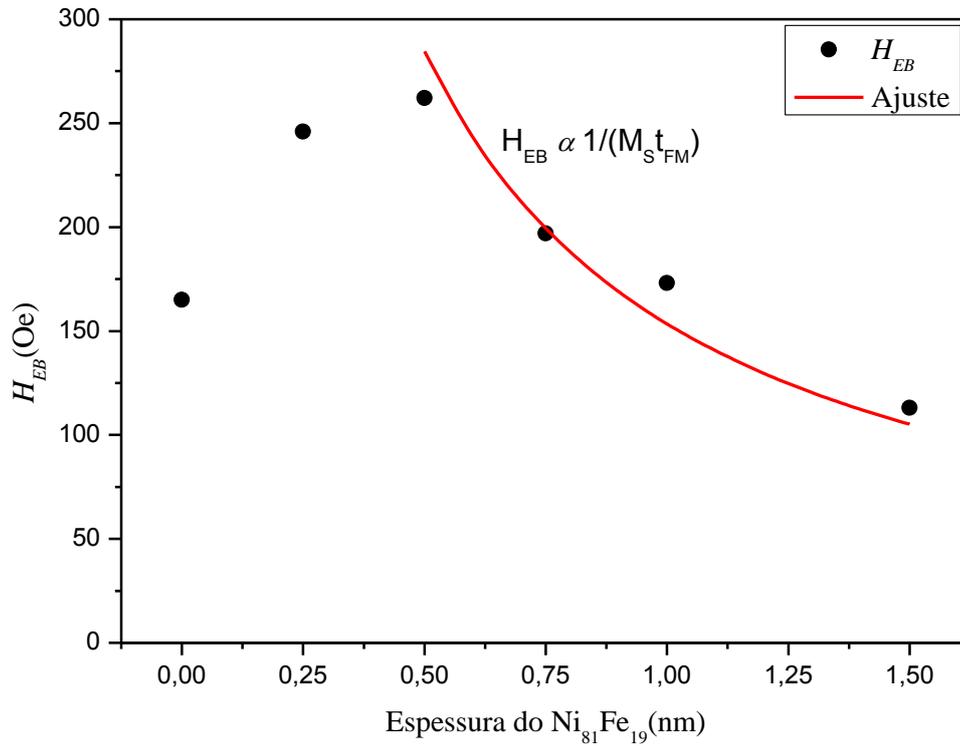


Figura 17: Ajuste para a queda do H_{EB} em função da espessura do material FM, feito considerando a soma de duas camadas FM, uma de permalloy com espessura variável e outra de Co com espessura fixa igual a 5 nm.

Esse ajuste considera o aumento da espessura da camada de *permalloy* somado a espessura da camada de Co, e também leva em conta as diferenças nas magnetizações de saturação das camadas, tratando os materiais como em estado maciço. Assim podemos atribuir a queda do campo de EB ao aumento da espessura das camadas FMs pela seguinte relação:

$$H_{EB} \propto \frac{1}{M_S(\text{Co}) \cdot t_{\text{Co}} + M_S(\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}) \cdot t_{\text{NiFe}}}, \quad (8)$$

onde M_S é a magnetização de saturação de cada material, t_{Co} é a espessura da camada de cobalto, e t_{NiFe} é a espessura da camada de *permalloy*.

5 Conclusões e perspectivas

Neste trabalho, foram apresentados os resultados das caracterizações magnéticas e estruturais de filmes finos compostos por IrMn (7 nm) / Ni₈₁Fe₁₉ (t_{NiFe}) / Co (5 nm), depositados via desbastamento iônico, em que a espessura da camada de *permalloy* é variada entre 0 e 1,5 nm. As medidas de magnetização e de difração de raios-x foram realizadas em amostras como-feitas e após tratamentos térmicos. Analisando as variações decorrentes destes tratamentos, foi possível identificar alguns processos físicos que deram origem a estas modificações.

A difratometria mostra que o IrMn cresceu com a estrutura cristalina (111) desejada para observação do EB. Essas medidas também deixam claro que os tratamentos térmicos não provocaram alterações significativas na cristalinidade das amostras.

Os tratamentos térmicos produziram um aumento do valor de H_{EB} e alterações na forma das curvas de magnetização. Estes foram gerados por meio de efeitos térmicos possibilitando o alinhamento de spins não-compensados na interface AF/FM. Tal reorientação ocorre devido a um torque exercido pela camada FM sobre os spins não-compensados na interface.

O aparecimento de um máximo no H_{EB} em função da espessura da camada de *permalloy* foi aqui explicado através de dois mecanismos que surgem em diferentes intervalos de espessura. Em camadas de Ni₈₁Fe₁₉ muito finas, isto é, espessuras menores que 0,5 nm, o ordenamento FM ainda não está estabelecido. Com isso, a camada de *permalloy* pode assumir um ordenamento induzido pelo AF, produzindo um aumento no número de spins não-compensados que podem ser ativados por meio de tratamento térmico, resultando no aumento do H_{EB} . Quanto à queda do H_{EB} em amostras com espessuras da camada de Ni₈₁Fe₁₉ maiores que 0,5 nm, a ordem ferromagnética já está presente. Isso daria origem a um comportamento em que H_{EB} decresce com o inverso da espessura do material FM.

As amostras estudadas neste trabalho apresentaram resultados bastante interessantes. Pois ponto de vista científico, um novo comportamento foi observado. Em relação às possíveis aplicações tecnológicas, elas se dão principalmente na utilização deste sistema como válvulas de spin. Desta forma o estudo de sistemas IrMn/Ni₈₁Fe₁₉/Co tem se mostrado muito promissor, possibilitando o desenvolvimento de trabalhos futuros com estas mesmas amostras. Com isso, as próximas etapas de nosso estudo serão simulações computacionais a fim de obter os valores das constantes de acoplamento e de anisotropia em função das espessuras e rugosidades das camadas. Irradiações iônicas também estão em nossos planos por serem uma ótima ferramenta de modificação das interfaces.

Bibliografia

1. MEIKLEJOHN, W. H.; BEAN, C. P. New Magnetic Anisotropy. **Physical Review**, New York, v. 105, n. 3, p. 904-913, February 1957.
2. NICOLODI, S. Exchange Bias em Filmes de IrMn/Cu/Co. **Dissertação de Mestrado**, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2007.
3. NICOLODI, S. Estudo do Exchange Bias em filmes de IrMn/Al₂O₃/Co e IrMn/Cr/Co. **Tese de Doutorado**, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2011.
4. CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. **Introduction to Magnetic Materials**. 2^a. ed. [S.l.]: IEEE Press, 2009.
5. WEISS, P. L'Hypothèse du champ moléculaire et de la propriété ferromagnétique. **Journal de Physique**, v. 6, p. 661, 1907.
6. NÉEL, L. **Ann. de Physique**, v. 18, p. 5, 1932.
7. SHULL, C. G.; SMART, J. S. Detection of antiferromagnetism by neutron diffraction. **Physical Review**, v. 76, p. 1256, 1949.
8. COEY, J. M. D. **Magnetism and Magnetic Materials**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2010.
9. ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D. **Física do estado sólido**. [S.l.]: [s.n.], 2011.
10. PENDER, H.; JONES, R. L. **Physics Review**, v. 1, p. 259, 1913.
11. CHIKAZUMI, S. **Journal of the Physical Society of Japan**, v. 5, p. 327, 1950.
12. NÉEL, L. et al. **Journal of Applied Physics**, v. 35, p. 873, 1964.
13. NOGUÉS, J.; SCHULLER, I. Exchange Bias. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 192, p. 203, 1999.
14. NOGUÉS, J. et al. exchange bias in nanostructure. **Physical Reports**, v. 422, p. 65, 2005.
15. SHEN, J. X.; KIEF, M. T. Exchange coupling between NiO and NiFe thin films. **Journal of Applied Physics**, v. 79, p. 5008, 1996.
16. NOGUÉS, J. et al. Large exchange bias and its connection to interface structure in Fe₂-Fe bilayers. **Applied Physics Letters**, v. 68, p. 3186, 1996.
17. HARRES, A. Exchange bias em filmes policristalinos: estudo da importância dos spins de interface e de volume do antiferromagneto. **Dissertação de Mestrado**, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2011.
18. CULLITY, B. D. **Elements of X-ray diffraction**. [S.l.]: Addison-Wesley Publishing Company, 1956.

19. GESHEV, J. Comment on: "exchange bias and vertical shift in CoFe_2O_4 nanoparticles"[J. Magn. Mater. 313 (2007) 266]. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 320, p. 600, 2007.
20. BRÜCK, S. et al. Exploiting length scales of exchange-bias systems to fully tailor double-shifted hysteresis loops. **Advanced Materials**, v. 17, p. 2978, 2005.
21. KIWI, M. et al. Exchange-bias systems with compensated interfaces. **Applied Physical**, v. 75, n. 25, p. 3995, 1999.