

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**MULTICAMADAS DE NiFe/FeMn COM
POTENCIAL DE APLICAÇÃO COMO
SENSORES A ALTAS FREQUÊNCIAS**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Julia Grasel Poerschke

Santa Maria, RS, Brasil

2016

MULTICAMADAS DE NiFe/FeMn COM POTENCIAL DE APLICAÇÃO COMO SENSORES A ALTAS FREQUÊNCIAS

Julia Grasel Poerschke

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado Programa de Pós-Graduação em Física (PPGFIS), Área de Concentração em Física da Matéria Condensada da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de
Mestre em Física

Orientador: Prof. Dr. Lucio Strazzabosco Dorneles

Co-orientador: Prof. Dr. Ricardo Barreto Da Silva

Santa Maria, RS, Brasil

2016

Ficha catalográfica elaborada através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Central da UFSM, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Grasel Poerschke, Julia
MULTICAMADAS DE NIFE/FEMN COM POTENCIAL DE APLICAÇÃO
COMO SENSORES A ALTAS FREQUÊNCIAS / Julia Grasel
Poerschke.- 2016.
63 p. ; 30 cm

Orientador: Lucio Strazzabosco Dorneles
Coorientador: Ricardo Barreto Da Silva
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa
Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de
Pós-Graduação em Física, RS, 2016

1. Exchange Bias 2. Filmes finos 3. Multicamadas 4.
Magnetização 5. Magnetoimpedância I. Strazzabosco
Dorneles, Lucio II. Barreto Da Silva, Ricardo III.
Título.

**Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Programa de Pós-Graduação em Física**

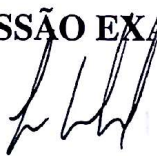
A Comissão Examinadora, abaixo assinada,
aprova a Dissertação de Mestrado

**MULTICAMADAS DE NIFE/FEMN COM POTENCIAL DE APLICAÇÃO
COMO SENSORES A ALTAS FREQUÊNCIAS**

elaborada por
Julia Grasel Poerschke

como requisito parcial para obtenção do grau de
Mestre em Física

COMISSÃO EXAMINADORA:



Lucio Strazzabosco Dorneles, Dr.
(Presidente/Orientador)



Artur Harres de Oliveira, Dr. (UFSM)



Alexandre Da Cas Viegas, Dr. (UFRGS)

Santa Maria, 12 de Fevereiro de 2016.

À minha avó, minha mãe, meu pai, meu marido e minha filha...

AGRADECIMENTOS

As professores Lúcio Dorneles e Ricardo Barreto , pela orientação, confiança, ensinamentos acadêmicos, dedicação, principalmente por sua enorme paciência.

Aos demais professores do LMMM, Luiz F. Schelp, Marcos Carara, Artur Harres por suas contribuições em minha formação. Ao professor Antônio Marcos (Teco) pela preparação das amostras.

Aos colegas e amigos do LMMM, Callega, Paula, Junara, Diego, Dieivase, Wagner, Luciane, Rafael (II), Oreci, Danian, Angélica e Vivan pelo apoio, pelas risadas e momentos de desespero.

Aos ex-integrantes do LMMM, Mori, Rafael, Evgeni, Josué.

Ao PPGFIS da UFSM, especialmente à Saionara, por seu empenho e disponibilidade em ajudar.

Aos amigos que adquiri ao longo dessa caminhada, Ariela, Simone, Renan, Fernanda B., Julia Heinz, Gian, Leticia, Ronan, Fabiane, e muitos outros que fazem parte da minha vida.

Aos meus amigos de infância, Alemão, Tavares, Rocha, Dudu, Gustavo, Maurício, Rodrigo e William pelo carinho e paciência. E as namoradas pela amizade.

As minhas melhores amigas Mari e Paola, por estarem comigo tantos nos momentos bons, quanto nos ruim, sempre me apoiando e me mostrando o melhor caminho.

Agradeço a minha prima-irmã Jéssica pelo amor, carinho, paciência e dedicação.

A minha família, minha vó Valéria, minha tia Lourdes, meu tio Ademar, minha dinda Tânia, meu primo Lucas, ao meu afilhado Rafael, enfim, a toda minha família, obrigada por estar sempre do meu lado me apoiando.

Agradeço a minha sogra Laura, e meu sogro José Paulo, pela força, paciência e ajuda com tudo em todos os momentos. E também aos meus cunhados João e Pedro, e minha Concu-nhada Josi.

Agradeço a minha família, meu esposo Luiz Otávio e minha filha Maria Luiza, pelo amor, carinho, dedicação e paciência incondicionais.

E por fim, agradeço a minha mãe Regina e ao meu pai Luis Carlos, que sempre foram referência de caráter e fonte de estímulo em minha vida, obrigada pela educação, pelos valores, e por sempre estarem ao meu lado em todos os momentos.

Agradeço a todas aquelas pessoas que de uma forma ou de outra contribuíram durante essa caminhada. Peço desculpas se alguém não for lembrado.

*“Existem tantas maneiras de ser corajoso nesse mundo.
Às vezes, coragem significa abrir mão da sua vida por algo maior do que você ou por
outra pessoa. Às vezes, significa abrir mão de tudo o que você conhece, ou de todos
os que você jamais amou, por algo maior.*

*Mas, às vezes, não.
Às vezes, significa apenas encara a sua dor e o trabalho árduo do dia a dia e
caminhar devagar em direção a uma vida melhor.
Esse é o tipo de coragem que preciso ter agora...”*
— FOUR (CONVERGENTE, VERONICA ROTH.)

RESUMO

Dissertação de Mestrado
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

MULTICAMADAS DE NiFe/FeMn COM POTENCIAL DE APLICAÇÃO COMO SENSORES A ALTAS FREQUÊNCIAS

AUTORA: JULIA GRASEL POERSCHKE

ORIENTADOR: LUCIO STRAZZABOSCO DORNELES

CO-ORIENTADOR: RICARDO BARRETO DA SILVA

Local da Defesa e Data: Santa Maria, 12 de Fevereiro de 2016.

Neste trabalho são investigados os processos de magnetização e a magnetoimpedância em filmes com “exchange bias” (EB). São estudadas amostras de $Ni_{81}Fe_{19}/Fe_{50}Mn_{50}/Ta$ depositadas como bi e multi-camadas, sob substratos de vidro. O Exchange Bias foi induzido durante o crescimento das amostras através da aplicação de um campo magnético estático de 2 kOe. A caracterização estrutural das amostras foi feita através de medidas de difração de raios-x a altos ângulos, utilizando uma configuração $\theta - 2\theta$. A caracterização magnética estática foi feita através de medidas de magnetização obtidas com um magnetômetro de gradiente de campo alternado. As componentes indutivas da impedância foram medidas em função da frequência (100 MHz – 3 GHz) e do campo estático ($H = \pm 200 Oe$). Em todas as amostras foi observado o deslocamento da curva de histerese magnética devido a ocorrência do fenômeno de Exchange Bias. Este deslocamento também é observado nas curvas de magnetoimpedância e tem mesma magnetude do observado nas curvas de histerese magnética dentro da precisão experimental que temos na medida do campo magnético. Este deslocamento faz com que a variação da impedância com o campo magnético aplicado seja aproximadamente linear na região próxima a $H = 0$. Tornando o fenômeno de exchange bias um possível aliado para a obtenção de assimetrias nas curvas de magnetoimpedância para o possível uso destes sistemas como sensores de campo magnético com resposta linear. Definindo a sensibilidade como a taxa de variação da parte real da impedância com o campo magnético, foram obtidos valores, em módulo, acima de $200 m\Omega/Oe$ em frequências abaixo de 1 GHz.

Palavras-chave: Exchange Bias. Magnetoimpedância. Multicamadas.

ABSTRACT

Master's Dissertation
Programa de Pós-Graduação em Física
Federal University of Santa Maria

NIFE / FEMN MULTILAYERS AND POTENTIAL APPLICATION AS SENSORS AT HIGH FREQUENCIES

AUTHOR: JULIA GRASEL POERSCHKE

ADVISOR: LUCIO STRAZZABOSCO DORNELES

COADVISOR: RICARDO BARRETO DA SILVA

Defense Place and Date: Santa Maria, February 12¹², 2016.

In this work we investigated the magnetization process and the magnetoimpedance in samples exhibiting exchange bias. $Ni_{81}Fe_{19}/Fe_{50}Mn_{50}/Ta$ bilayers and multilayers were grown onto glass substrates. The exchange bias was induced during growth by a 2 kOe static magnetic field. Structural, magnetic and impedance characterization was carried out. In the hysteresis curves from all samples a shift was observed. This shifting was also observed in the magnetoimpedance curves, and it had the same magnitude observed in the magnetic hysteresis curve. This displacement caused the impedance versus magnetic field curve to be approximately linear in the region near to $H = 0$. It is possible to use these systems as a magnetic field sensor with a linear response. The sensitivity, defined as the rate of change of the real part of the impedance with the magnetic field, reached values above $200 \text{ m}\Omega/\text{Oe}$ at frequencies below 1 GHz.

Keywords: Exchange Bias. Magnetoimpedance. Multilayers..

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	11
2 FERROMAGNETISMO E ANTIFERROMAGNETISMO	12
2.1 Anisotropias magnéticas	14
2.1.1 Anisotropia magnetocristalina	15
2.1.2 Anisotropia magnetostática	17
2.1.3 Anisotropia de troca	19
2.2 Energia livre magnética	19
3 EXCHANGE BIAS	21
3.1 Modelo Intuitivo	22
3.2 Características do EB	24
3.2.1 Dependência do EB com a temperatura	24
3.2.2 Dependência com a espessura das camadas FM e AFM.	25
3.2.3 Spins interfaciais	27
3.2.4 Cristalinidade e tamanho de grão	29
3.2.5 Rugosidade	29
3.2.6 Modelos em EB	30
4 MEGNETOIMPEDÂNCIA	33
4.1 Modelos magnéticos	33
4.1.0.1 Regime de baixas frequências	36
4.1.0.2 Regime de frequências Intermediárias	36
4.1.0.3 Frequências altas	38
5 TÉCNICAS E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS	39
5.0.1 Produção das amostras	39
5.1 Amostras	41
5.2 Difração de Raios-X - XRD	41
5.3 Medidas de Magnetização	43
5.4 Medidas de Impedância	45
5.4.0.1 Porta amostras	47
6 RESULTADOS E DISCUSSÕES	48
6.1 Características Estruturais	48
6.2 Caracterização magnética	50
6.3 Medidas de MI	53
7 CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS	61
REFERÊNCIAS	62

1 INTRODUÇÃO

Ao longo dos anos o efeito Magnetoimpedância (MI) tem atraído muita atenção pelas suas aplicações em sensores de campo magnético [7, 39]. A magnetoimpedância origina-se da dependência da impedância elétrica de um condutor magneticamente macio com o campo magnético externo[42]. A profundidade de penetração (*skin depth*) [39] do campo eletromagnético em um condutor ferromagnético, depende da resistividade, da permeabilidade magnética da amostra e também da frequência da corrente de sonda.

A fim de produzir sensores de campo magnético com resposta linear, são necessários elementos de magnetoimpedância assimétricos. Um campo de bias, ou uma corrente elétrica, pode ser aplicado ao elemento de MI, induzindo efeitos assimétricos, e a linearização da MI em torno do campo magnético zero.

No entanto, esta abordagem aumenta o consumo de energia elétrica e dificulta a redução no tamanho dos dispositivos sensores, o que explica o recente interesse em materiais que apresentam o efeito de MI assimétrica [42]. Estudos com multicamadas que apresentam exchange bias (EB) mostram que podem ser obtidas curvas assimétricas de magnetoimpedância e assim, sistemas contendo exchange bias são candidatos para a produção de sensores de campo magnético[42].

A origem do EB [46] é a interação interfacial entre um material ferromagnético (FM) e um material antiferromagnético (AFM) [33]. A principal manifestação desse fenômeno é o deslocamento em campo do ciclo de histerese. Para esses sistemas as curvas de magnetoimpedância apresentam um descolamento em torno do campo zero com as mesmas características observadas nas medidas de magnetização.

Alguns sistemas estudados apresentam resultados satisfatórios, obtendo uma assimetria nas curvas de MI, com uma sensibilidade maior observada para a geometria em que o campo magnético externo é aplicado paralelo ao eixo de fácil magnetização e ao campo de bias, resultando em um valor de sensibilidade de $160m\Omega/Oe$ para uma frequência de $1,95GHz$, em que o efeito FMR, associada ao efeito skin, determinam as variações MI [12].

O objetivo deste trabalho é obter maiores sensibilidades nas curvas de MI, para frequências abaixo de 1 GHz, utilizando amostras contendo um campo de bias menor. Para isso utilizamos amostras de NiFe/FeMn, com variações nas espessuras dos materiais FM, e diferentes valores de campo de bias.

2 FERROMAGNETISMO E ANTIFERROMAGNETISMO

A magnetização M de uma amostra é definida como o momento de dipolo magnético por unidade de volume. Uma das mais importantes manifestações do magnetismo, é a magnetização espontânea de materiais ferromagnéticos (FM) [22]. Os materiais ferromagnéticos são caracterizados pelo alinhamento dos seus momentos magnéticos em uma temperatura abaixo da temperatura de Curie (T_c), mesmo na ausência de um campo externo. Por meio da aplicação de um campo, no entanto, a magnetização pode aumentar até atingir um valor de saturação (M_S).

Um fator que pode impedir o alinhamento dos momentos é a temperatura, como mostrado na figura 2.1, para diferentes materiais. Conforme a temperatura aumenta, M_S diminui, atingindo um valor nulo para uma temperatura crítica T_C , a temperatura de Curie. Acima dessa temperatura, o material não apresenta ordem ferromagnética, comportando-se como um paramagneto [9, 11, 22]

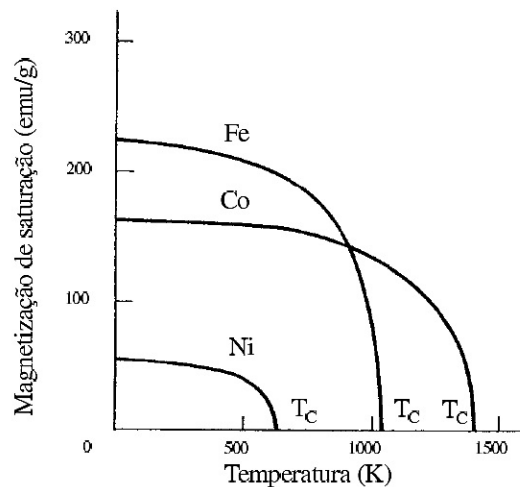


Figura 2.1 – Magnetização de saturação em função da temperatura para Fe, Co e Ni. Fonte [11].

Em materiais paramagnéticos os átomos contêm momentos de dipolo magnético permanente. Na ausência de campo magnético aplicado, esses momentos apontam em direções aleatórias, não se observando magnetização resultante. Quando é aplicado um campo magnético externo de intensidade H , os momentos tendem a se orientar paralelamente a esse campo, e o material passa a apresentar uma magnetização não nula. A tendência dos momentos a se orientarem na direção do campo é contrariada pela agitação térmica natural, que tende a mantê-los aleatoriamente orientados, de modo que, a susceptibilidade magnética $\chi = \frac{\partial M}{\partial H}$ dos materiais paramagnéticos será positiva, diminuindo com o aumento da temperatura [17].

Em 1906, Weiss propôs, na primeira tentativa de se explicar o ferromagnetismo, a hipótese do campo molecular [52]. Esta hipótese prevê que o FM é formado por inúmeros momentos magnéticos, provenientes dos átomos que o compõem e que interagem entre si.

Na hipótese de Weiss, o campo molecular é proporcional a magnetização do FM:

$$\vec{H}_m = \xi \vec{M} \quad (2.1)$$

sendo ξ o coeficiente de campo molecular (parâmetro característico de cada material).

Para explicar porque os materiais ferromagnéticos podem ser encontrados em um estado desmagnetizado, Weiss propôs que todo material ferromagnético, no estado desmagnetizado, é composto por diversas áreas chamadas domínios. Cada domínio está magnetizado espontaneamente no valor de saturação, mas a amostra, como um todo, apresenta magnetização nula [11].

Na teoria apresentada por Weiss não havia menção alguma sobre a origem física do campo molecular, somente em 1928, ela foi demonstrada por Heisenberg utilizando a mecânica quântica. Trata-se de uma interação de troca (*exchange*), entre os momentos magnéticos do material [9, 11, 22]. A energia de troca (E_{ex}) associada a interação entre os momentos magnéticos é dada por

$$E_{ex} = -2J_{ex}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.2)$$

onde \vec{S}_i e \vec{S}_j representam os momentos de dois átomos (i e j), e J_{ex} a integral de troca [11].

O sinal da integral de troca é que determina a ordem do material. Quando $J_{ex} > 0$ o material apresenta ordem ferromagnética e a energia E_{ex} é mínima quando os spins estão orientados paralelamente. Já quando $J_{ex} < 0$ o material apresenta ordem ferrimagnética [9, 11, 22] ou antiferromagnética [9, 11, 22], e o mínimo de E_{ex} ocorre quando os spins estão orientados antiparalelamente. O primeiro indício da ordem antiferromagnética foi a variação muito distinta da susceptibilidade magnética (χ) com a temperatura, mostrado na figura 2.2

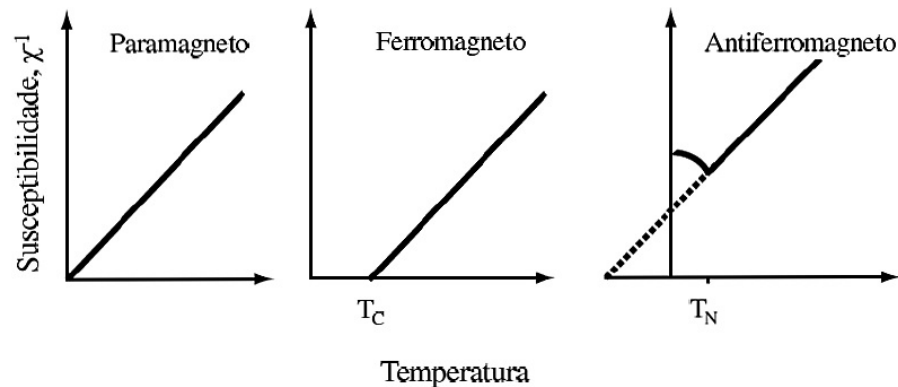


Figura 2.2 – Comparação do inverso da susceptibilidade em função da temperatura de um paramagneto, um ferromagneto e um antiferromagneto. Fonte [9]

Pensou-se que poderia se tratar de um paramagneto anômalo, contudo, um estudo mais aprofundado, revelou ser uma estrutura magnética diferente [11]. Da mesma maneira que um material FM apresenta uma temperatura crítica, tal comportamento também está presente nos materiais AFM, para estes a temperatura crítica é chamada temperatura de Nèel (T_N), acima da qual o material AFM passa a se comportar como uma paramagneto [11].

2.1 Anisotropias magnéticas

Quando falamos em materiais magnéticos, uma importante propriedade à ser estudada é a anisotropia magnética, caracterizada pela variação das propriedades magnéticas conforme a direção ao longo do qual são medidas, possuindo eixos preferenciais de orientação. A orientação espontânea da magnetização no material se dá na direção em que a energia é minimizada (direção de fácil magnetização). Se diz que a amostra é anisotrópica, quando existe um eixo de fácil magnetização ao longo de uma direção preferencial.

Existem vários tipos de anisotropias magnéticas que podem ser induzidas quando a amostra é produzida ou através de tratamentos: tratamento térmico com campo aplicado, tratamento térmico aliado ao uma tensão mecânica aplicada, deformação plástica e irradiação magnética [11]. Cada anisotropia possui uma energia associada, e cada termo da energia recebe o nome relacionado à anisotropia com a qual está associado. A soma dessas diferentes energias anisotrópicas é chamada energia livre magnética do material (E_T).

As formas mais comuns de anisotropias são:

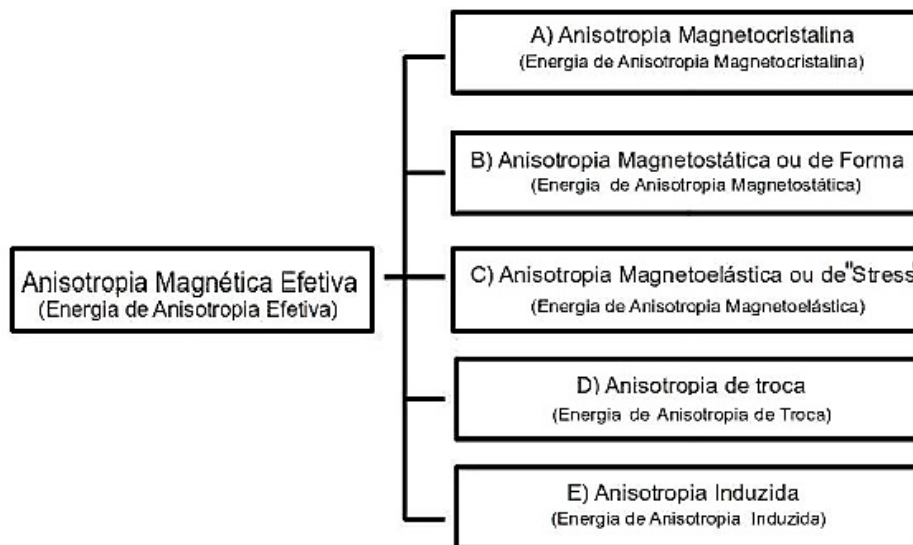


Figura 2.3 – Anisotropias magnéticas e energias de anisotropias associadas. Adaptada de [45]

Para o presente trabalho serão discutidos brevemente apenas os tipos mais relevantes de anisotropias magnéticas.

2.1.1 Anisotropia magnetocristalina

A anisotropia magnetocristalina é uma propriedade intrínseca que reflete a simetria da rede cristalina do material em estudo. Sua origem física está na interação spin-órbita.

Em um cristal ferromagnético, os momentos magnéticos orbitais estão fortemente ligados à rede cristalina, a qual possui determinada simetria. Nem mesmo campos magnéticos intensos podem mudar suas orientações [11].

Quando um campo magnético externo tenta orientar o spin de um elétron, a órbita do elétron também deve se reorientar, devido a interação spin-órbita. Contudo, a mesma está fortemente ligada à rede cristalina e resiste à mudança de orientação [11].

A energia necessária para orientar os spins na direção do campo magnético externo superando a interação spin-órbita é denominada de energia de anisotropia magnetocristalina. A energia magnetocristalina contribui para que a magnetização em um cristal se direcione ao longo de certos eixos cristalográficos que minimizem a energia de acoplamento entre os spins e os momentos magnéticos orbitais [11]. Esses eixos são chamados de direções de fácil magnetização do cristal. As direções que são mais difíceis de serem magnetizadas são chamadas de direções duras.

Os gráficos da figura 2.4 mostram que em materiais ferromagnéticos o formato da curva de magnetização depende da direção em que são medidas. Para a amostra de Fe, por exemplo, cuja estrutura cristalográfica é cúbica de corpo centrado (CCC), o eixo fácil se encontra ao longo da aresta do cubo $\langle 100 \rangle$ ¹, e eixo duro ao longo da diagonal $\langle 111 \rangle$.

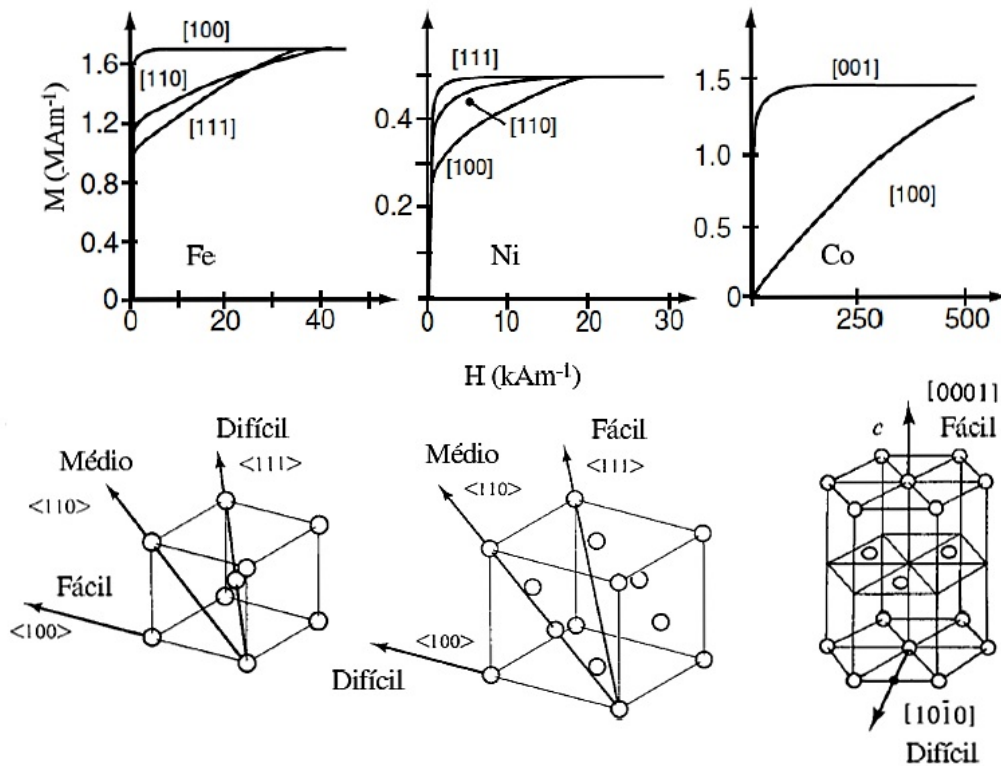


Figura 2.4 – Curvas de magnetização para monocristais de ferro, níquel e cobalto [9] e representação de suas respectivas redes cristalinas. Fonte [11].

A energia de anisotropia magnetocristalina (E_k) é expressa quantitativamente por uma expansão em termos de cossenos diretores da magnetização (\vec{M}) em relação aos eixos do cristal. No caso dos materiais cúbicos, a energia pode ser escrita por E_k , em função da magnetização \vec{M} em relação a cada um dos eixos do cubo.

$$E_k = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots, \quad (2.3)$$

onde K_0 , K_1 e K_2 são constantes características de cada material, e representam a amplitude de cada termo. Os α_i 's são os cossenos diretores dos ângulos entre a \vec{M} e cada eixo do cubo. As

¹ [] denota uma única direção, enquanto <> denota um conjunto de direções equivalentes.

direções de fácil e difícil magnetização, dependem da relação entre os valores das constantes K_1 e K_2 [11].

Para o cobalto, que apresenta estrutura hexagonal, como mostra a figura 2.4, a energia de anisotropia associada a essa estrutura, (E_k) depende do ângulo θ entre \vec{M} e o eixo c [11].

$$E_k = K'_0 + K'_1 \sin^2 \theta + K'_2 \sin^4 \theta + \dots \quad (2.4)$$

onde K'_0 , K'_1 e K'_2 são constantes que dependem do material, e a relação entre elas determinará quais são os eixos de fácil magnetização. Para o cobalto, o mínimo de energia é atingido quando $\theta = 0$. Somente o eixo c é de fácil magnetização, sendo assim, dizemos que o cobalto apresenta uma anisotropia uniaxial, que ocorre quando o cristal apresenta apenas um eixo de fácil magnetização.

Como mostrado na tabela 2.1, os valores das constantes de anisotropias típicas para os elementos ferromagnéticos mais comuns são:

Amostra	Estrutura	$K_1(10^4 J/M^3)$	$K_2(10^4 J/m^3)$
<i>Fe</i>	<i>b.c.c.</i>	4, 8	+ / - 0, 5
<i>Co</i>	<i>f.c.c.</i>	-0, 5	-0, 2
<i>Ni</i>	<i>h.c.p.</i>	45	15

Tabela 2.1 – Constantes de anisotropia magnetocristalina para *Fe*, *Ni* e *Co*, em temperatura ambiente [11].

Os valores relacionados na tabela 2.1 correspondem a materiais monocristalinos. Nestes materiais os cristais se repetem com a mesma orientação ao longo de toda a rede, e existirá uma forte anisotropia magnetocristalina, devido ao somatório das contribuições de todos os cristais de forma individual.

As amostras estudadas nesse trabalho são policristalinas, onde estão contidos inúmeros monocristais e estes se repetem, mas não necessariamente com a mesma direção e a anisotropia magnetocristalina é dada por uma média ponderada dos cristais individuais [11].

O material pode exibir anisotropia magnetocristalina nula, onde podem haver dois casos: os cristais estarem distribuídos de forma aleatória, sem uma direção preferencial ou o material ser amorfo, ou seja, átomos se distribuem de forma completamente irregular [11].

2.1.2 Anisotropia magnetostática

A anisotropia magnetostática, também chamada de anisotropia de forma, está relacionada à geometria da amostra, e sua descrição é dada pela energia magnetostática. A forma geométrica

da amostra induz a anisotropia no sentido de favorecer a orientação da magnetização espontânea na direção do eixo de maior dimensão da amostra [45].

Isso se dá devido a formação de polos livres na superfície da amostra e devido ao campo desmagnetizante \vec{H}_d que surge no seu interior, como mostra a figura 2.5.

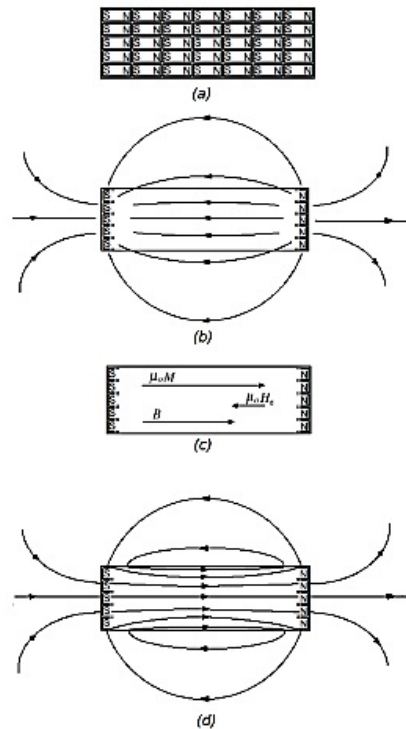


Figura 2.5 – a) Representação dos momentos magnéticos na amostra feita por pequenos ímãs. b) Campo magnético externo a amostra e campo desmagnetizante. c) Ilustração das direções de \vec{B} , \vec{H}_d e \vec{M} no interior da amostra. adaptado de [45].

Ao magnetizarmos uma amostra ferromagnética ao longo de um eixo, os momentos magnéticos representados pelos ímãs na figura 2.5(a), se alinham de modo que o polo norte de um dos ímãs é compensado pelo polo sul do ímã seguinte. Como nas extremidades isso não ocorre, os polos livres são induzidos. Na figura 2.5(b), temos a representação do campo magnético no interior e exterior da amostra. O campo interno é chamado campo desmagnetizante H_d . Na figura 2.5(c) estão indicados o sentido e a direção do vetor indução magnética \vec{B} , campo desmagnetizante \vec{H}_d e magnetização \vec{M} no interior do ferromagneto. E na figura 2.5(d), estão representados as linhas de indução magnética dentro e fora do material.

A intensidade do campo desmagnetizante é dependente do formato da amostra e da magnetização \vec{M} , tal que

$$\vec{H}_d = -N_d \vec{M} \quad (2.5)$$

onde N_d é o fator desmagnetizante e está associado com a forma da amostra. O sinal negativo na equação 2.5 indica que o campo desmagnetizante é antiparalelo a magnetização. Quando aplicado um campo externo na amostra, o campo efetivo no seu interior é dado por $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_d$. O campo efetivo no interior da amostra será sempre menor do que o campo aplicado [11].

Assim, a energia de anisotropia magnetostática E_s será escrita como,

$$E_s = -\frac{1}{2}\mu_0 \vec{H}_d \cdot \vec{M} = \frac{1}{2}\mu_0 N_d M^2 \quad (2.6)$$

A E_s é a principal responsável pelo aparecimento de estruturas de domínios magnéticos. O surgimento dessas estruturas se dá quando a energia magnetostática é reduzida, e o fluxo magnético fecha-se dentro do material.

Para o caso de filmes finos, onde o comprimento na direção perpendicular ao plano do filme é muito menor do que o comprimentos nas direções do plano, temos uma forte contribuição desse tipo de anisotropia, que no geral leva a magnetização a fixar-se no plano do filme.

2.1.3 Anisotropia de troca

A anisotropia de troca está associada à existência de uma direção preferencial que tem origem no acoplamento entre as camadas magnéticas em sistemas multicamadas. Assim, a energia associada irá descrever essa interação de troca entre as camadas magnéticas.

Este tipo de anisotropia pode se dar devido à indução entre as camadas magnéticas, podendo ser intercaladas por uma espaçador metálico e não magnético, como no caso dos acoplamentos bilinear e quadrático, ou ainda interações diretas entre as camadas, como é o caso do fenômeno de *exchange bias* [11, 41].

2.2 Energia livre magnética

A estrutura de domínios magnéticos resulta da minimização da energia livre magnética (E_T). Desta forma, para descrever com precisão o processo de magnetização, deve-se incluir todas as interações existentes na amostra ferromagnética numa expressão para a energia livre magnética,

$$E_T = E_{Zeeman} + E_{anisotropia}. \quad (2.7)$$

O primeiro termo representa a energia Zeeman, o segundo representa a soma das energias associadas às anisotropias presentes na amostra em estudo. A energia Zeeman,

$$E_{Zeeman} = -\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}, \quad (2.8)$$

expressa a interação de um campo magnético externo (\vec{H}) com a magnetização da amostra (\vec{M}). A constante $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Tm/A é a permeabilidade magnética do vácuo [11].

3 EXCHANGE BIAS

Originalmente descrito por *Meiklejohn e Bean*, o novo tipo de anisotropia magnética, ou hoje chamado de exchange bias, foi descoberta [4, 5, 46, 50] em 1956. Em seus experimentos, eles notaram que quando amostras de cobalto (FM), envolvidas por uma camada do seu óxido natural (AFM), eram resfriadas de 300 à 77K, e submetidas a um campo magnético externo, suficiente para saturá-las, apresentavam um deslocamento em campo na sua curva de histerese. Ao realizar o mesmo procedimento, agora sem o campo magnético, a curva não apresentava deslocamento. Outro fato observado por Meiklejohn e Bean, foi que as partículas de óxido de cobalto (CoO) apresentavam um comportamento paramagnético, quando abaixo da temperatura de Néel.

Admitiram então, que o deslocamento se dá pela interação de troca ou intercâmbio entre as interfaces dos materiais ferromagnéticos (FM) e antiferromagnéticos (AFM).

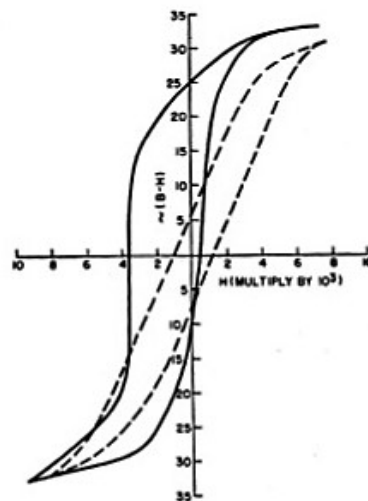


Figura 3.1 – Curvas de histerese de partículas de Co (FM) cobertas por CoO (AFM) resfriadas de 300 à 77K. As linhas tracejadas mostram o ciclo de histerese, quando o material é resfriado na ausência de campo magnético. As linhas sólidas mostram o ciclo de histerese, quando o material é resfriado na presença de um campo magnético de 10000 Oe. Fonte [4].

Além das curvas de magnetização, Meiklejohn e Bean realizaram medidas de torque. Através desse resultado, foi observado uma anisotropia unidirecional, ou seja, proporcional a $\sin\theta$ e não $\sin 2\theta$, como observado em materiais uniaxiais [4].

A energia de anisotropia magnética unidirecional pode ser matematicamente expressa da seguinte maneira,

$$E_{EX} = -J_E \cos\theta \quad (3.1)$$

onde J_E é a interação de troca e θ é o ângulo entre os momentos FM e AFM na interface. Percebemos que a energia associada com a curva de torque, proporcional a $\sin\theta$, tem apenas um mínimo, $\theta = 0$. Isso indica que o fenômeno de EB é uma anisotropia unidirecional, ou unisentidal, já que produz apenas um sentido de fácil magnetização e não uma direção [46].

Meiklejohn explicou o fenômeno de EB por meio de um modelo teórico simples [33]. Pode-se dizer que este modelo, que será discutido na seção seguinte, deu bons resultados qualitativos. Entretanto, os valores previstos para o deslocamento da curva de magnetização poderiam ser ordens de grandeza maiores do que os obtidos experimentalmente [33].

3.1 Modelo Intuitivo

Noguès e colaboradores [46], em um artigo de revisão, descrevem um modelo intuitivo baseado em trabalhos de Meikelhohn e Bean [4, 5, 33]. O EB é descrito em termos do alinhamento paralelo dos spins AFM com os spins FM, induzido durante o resfriamento em campo da amostra.

Nesta revisão, os autores consideram que o filme é crescido sem campo magnético aplicado, e que o material ferromagnético tem uma temperatura de Curie T_C maior que a temperatura de Néel T_N do antiferromagnético. Desta forma, ao aquecer o sistema a uma temperatura T , tal que $T_N < T < T_C$, e aplicar um campo magnético externo H , os momentos FM irão se alinhar com o campo, estado ferromagnético, enquanto os momentos da camada AFM estarão desalinhados, visto que estão no estado paramagnético. Deste modo teremos uma curva de histerese sem deslocamento em campo, como mostra a figura 3.2(a). Ao resfriarmos o sistema a uma temperatura $T < T_N$, com o campo magnético H_{FC} aplicado (FC são as iniciais de "Field Cooling"), os spins interfaciais da camada AFM começarão a interagir com os spins da camada FM, alinhando-se paralelamente à magnetização da camada FM, que, têm a direção do campo externo, como mostra a figura 3.2(b). Neste estágio, os spins de toda camada AFM se orientam de maneira que a magnetização líquida total seja nula.

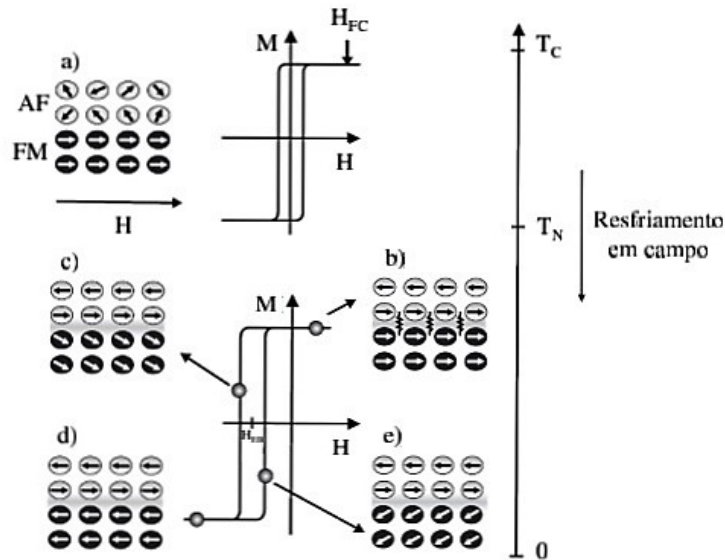


Figura 3.2 – Modelo intuitivo para o EB. [44].

Quando o campo aplicado é invertido, os spins FM tendem a se reorientar com o novo sentido do campo. Já os spins AFM, mantêm-se praticamente inalterados devido a sua forte anisotropia, maior do que a da camada FM.

Assim, devido a interação de troca, os spins interfaciais AFM exercem um torque microscópico sobre os spins FM, que tendem a manter sua posição original, como ilustra a figura 3.2(c). O campo necessário para inverter completamente a magnetização do material FM será maior se estiver em contato com uma camada AFM, pois é preciso um campo "extra" para superar o torque microscópico originado pelo acoplamento das camadas, representado pela figura 3.2(d). Ao diminuir a intensidade do campo magnético, o torque exercido pelos spins AFM irão ajudar na inversão da magnetização, pois estão na mesma direção do campo efetivo (3.2(e)).

O sistema se comporta como se existisse um campo magnético adicional H_{EB} interno sendo aplicado sobre ele, provocando um deslocamento na curva de histerese. Em virtude da forma com que o acoplamento das camadas FM e AFM se dá, ou seja, com um mínimo de energia apenas quando a magnetização está em um dos sentidos ao longo do eixo de anisotropia, foi chamado de anisotropia unidirecional [46].

Este modelo intuitivo nos dá, somente, uma visão qualitativa do fenômeno de EB, que depende de diversos fatores, tais como espessura das camadas FM e AFM, rugosidade interfacial, cristalinidade e tamanho de grão.

3.2 Características do EB

A principal manifestação do EB é o deslocamento em campo do ciclo de histerese magnético. Outra característica importante é o aumento da coercividade, quando comparado a um material FM desacoplado. Na figura 3.3 podemos observar uma curva de magnetização típica, onde estão indicados o H_{EB} e H_C .

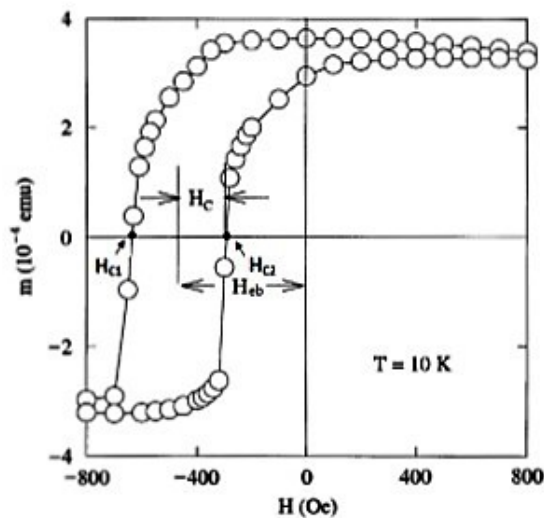


Figura 3.3 – curva de magnetização típica de um sistema com EB. Extraído de [46].

O EB apresenta, além destas características, outras mais complexas que influenciam no aparecimento e na intensidade com que o fenômeno se manifesta.

3.2.1 Dependência do EB com a temperatura

Existe uma temperatura, chamada de temperatura de bloqueio (T_B), acima da qual o efeito se extingue. Em alguns casos a T_B pode ser menor do que a T_N do material AFM, e em outros teremos $T_B \approx T_N$ [46]. O valor de T_B pode estar relacionado com fatores como anisotropia da camada FM e tamanho dos grãos, podendo ser menor em filmes finos do que em amostras massivas ou bulk [46]. Acima de uma dada espessura da camada AFM, o valor da T_B tende a ficar estável, como pode ser observado na figura 3.4. Para o FeMn temos a T_N em torno de 220°C e T_B variando entre 110 e 215°C [46].

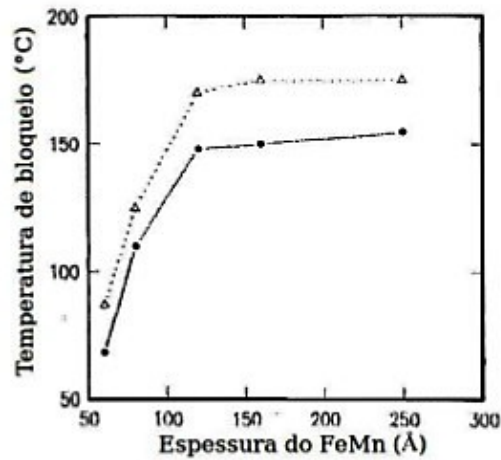


Figura 3.4 – Influência da espessura do AFM na T_B para filmes finos de Nife(300)/FeMn(60-250) (linha sólida), e Ta(200)/NiFe(300)/FeMn(60-250) (linha pontilhada), depositados sobre substrato de vidro [2]

3.2.2 Dependência com a espessura das camadas FM e AFM.

A dependência do EB com a espessura das camadas FM e AFM é muito estudada experimentalmente, principalmente por ser um fator de fácil controle. Na maioria dos sistemas têm sido observado que o campo de bias (H_{EB}) é inversamente proporcional à espessura da camada FM [46],

$$H_{EB} \propto \frac{1}{t_{FM}} \quad (3.2)$$

Essa relação indica que o fenômeno de exchange bias é um efeito de interface [46]. A figura 3.5 mostra a dependência de H_{EB} e H_C em função da espessura da camada FM, para uma bicamada de FeMn/NiFe, com espessura de FeMn fixa em 50nm.

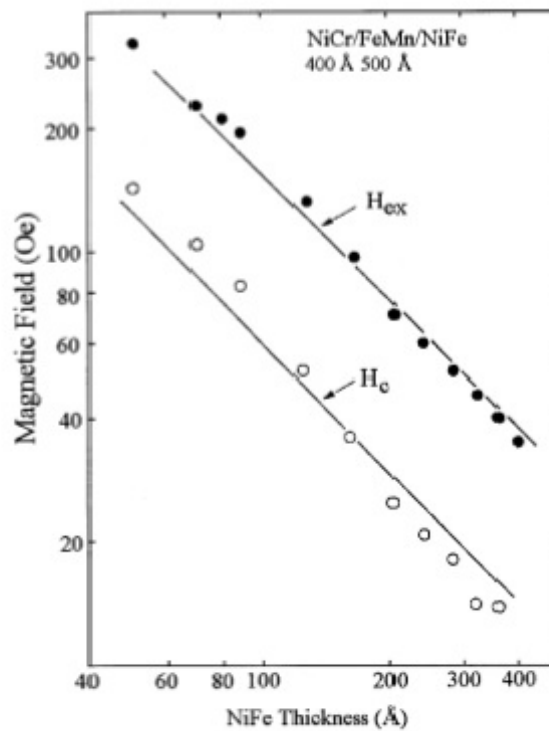


Figura 3.5 – Dados experimentais e teóricos mostrando a dependência do campo de EB e da coercividade em função da espessura da camada FM em uma bicamada de NiFe-FeMn. Figura extraída da referência [32]

Em geral essa relação é válida para espessuras do FM da ordem de dezenas de nm, numa taxa em que a espessura seja maior do que a largura das paredes de domínio do FM [46]. Entretanto, a relação deixa de ser válida para espessuras muito pequenas, devido a descontinuidades na camada FM formada. A espessura com que isso passa a ocorrer varia de sistema para sistema, e depende da microestrutura e crescimento da camada FM [46].

Já a dependência do H_{EB} com a espessura da camada AFM é mais complexa. A tendência é de que acima de uma espessura mínima (espessura crítica) o H_{EB} cresça subitamente, e a partir de uma espessura máxima, o campo se torna constante, como ilustra o gráfico na figura 3.6. Para uma espessura muito pequena, da ordem de poucos nm, não se verifica o fenômeno [46].

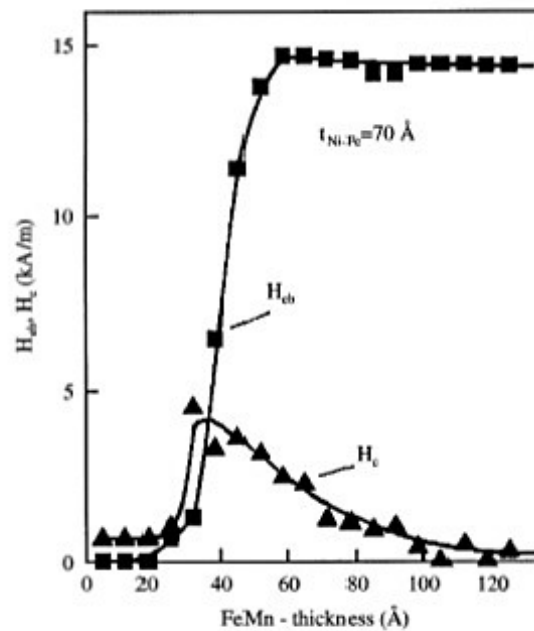


Figura 3.6 – Dependência do campo de exchange bias H_{EB} (símbolos quadrados), e do campo coercivo (símbolos triangulares), com a espessura do AFM. Adaptado de [46].

Outra característica interessante, mostrado na figura 3.6, é que geralmente o crescimento abrupto do H_{EB} é acompanhado por um pico no valor do H_C .

O decaimento do campo de exchange bias para camadas mais finas do AFM se dá devido a vários fatores. Um desses fatores é que a condição $K_{AFM}t_{AFM} \geq J_{int}$, onde K_{AFM} representa a anisotropia magnetocristalina da camada AFM, t_{AFM} é a espessura da camada AFM, e J_{int} é a constante de acoplamento interfacial, deixa de ser satisfeita [46].

3.2.3 Spins interfaciais

Como se trata de um fenômeno de natureza interfacial, devemos esperar uma forte influência dos spins na interface FM/AFM sobre o EB [46]. Alguns sistemas têm sido investigados usando diferentes orientações da camada AFM [23, 18]. A configuração do modelo intuitivo é colinear, ou seja, que os spins interfaciais das camadas FM e AFM estão alinhados na mesma direção. Podemos classificar a camada AFM, de acordo com a configuração dos spins interfaciais, como colinear compensada (magnetização nula na interface da camada AFM) ou não-compensada (magnetização não nula na interface da camada AFM), como ilustrado na figura 3.7

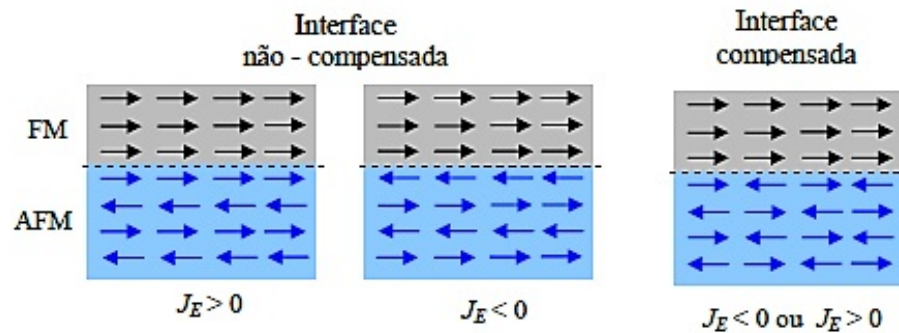


Figura 3.7 – Diagrama esquemático das configurações interfaciais colineares de spin em bicamadas FM-AFM, Fonte [23].

A interface não-compensada, onde $J_e < 0$ (J_e é a constante de interação de troca), corresponde a configuração interfacial onde o acoplamento entre as camadas FM e AFM é antiferromagnético, ocasionando um EB positivo, ou seja, o centro do ciclo de histerese é deslocado. A interface pode conter ainda spins não-colineares, ou seja, que não estejam alinhados na mesma direção. É importante destacar que a não-colinearidade pode gerar ângulos de 0° à 180° entre os domínios FM e AFM. A figura 3.8 exemplifica esses casos de alinhamento perpendicular.

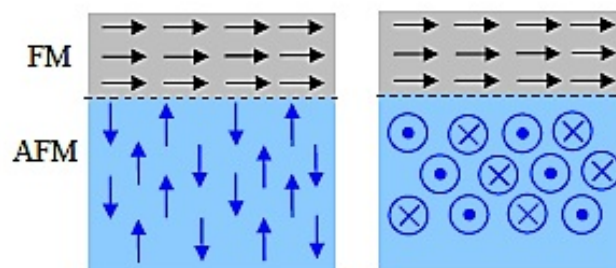


Figura 3.8 – Diagrama esquemático do acoplamento perpendicular em bicamadas FM-AFM [23].

Há ainda outras possibilidades de configurações de spins interfaciais. Podem ocorrer, por exemplo, formações de paredes de domínios FM e AFM, chamados *spin-flop*, que são as orientações transversais dos momentos magnéticos com relação ao campo aplicado. Outro ponto trata do conceito de spins não-compensados presos, ou fixos, chamados "*pinned*", e os não-fixos, ou livres "*unpinned*". Alguns autores argumentam que somente os spins que estão "presos" são responsáveis pelo mecanismo que gera o efeito do EB [23].

Além disso, os spins AFM não-compensados e não-fixos podem ser classificados em reversíveis e irreversíveis frente a ação da magnetização. Alguns possuem a capacidade de reverter sua orientação junto com os spins do FM, enquanto outros continuam "presos" [23].

3.2.4 Cristalinidade e tamanho de grão

Ainda referente a estrutura, há dois parâmetros a serem observados e controlados, a textura cristalográfica ou cristalinidade, e o tamanho de grão. Em materiais policristalinos, o filme AFM pode ser texturizado, ou seja, pode exibir uma direção preferencial de crescimento, e o campo de EB pode depender do grau de cristalinidade, já que o fenômeno depende da forma como o acoplamento das camadas irá se dar [46]. Se a camada AFM texturizada possuir uma orientação preferencial de crescimento, em geral, o H_{EB} aumenta com a melhora da textura cristalográfica [46]. Para os filmes estudados neste trabalho, o FeMn é utilizado como camada AFM. Alguns trabalhos demonstram que a textura de crescimento (111), no caso do FeMn favorece a interação de troca ou EB [18, 42, 43].

O tamanho de grão é um parâmetro mais delicado de se alterar. Para alguns sistemas, é relatado que o H_{EB} aumenta com o tamanho de grão, já para outros sistemas diminui [46]. Isso se deve pela dificuldade de variar este parâmetro de forma independente, pois afeta substancialmente outros parâmetros, como a textura cristalina, rugosidade, estrutura de spin, anisotropia da camada AFM, e etc [46].

3.2.5 Rugosidade

Alguns modelos de EB levam em consideração o fato de que a interface FM/AFM é inteiramente plana, sendo que as interfaces reais sempre apresentam um grau de rugosidade e/ou interdifusão entre os materiais. Se tratando do EB, alguns trabalhos apontam a rugosidade como um parâmetro importante [46, 40, 16, 13]. Alguns resultados mostram que, para filmes texturizados, o H_{EB} apresenta um decréscimo com o aumento da rugosidade da interface [46, 40], entretanto, outros se mostram pouco sensíveis à rugosidade [46, 16], ou apresentam comportamento inverso [46, 13].

A presença da rugosidade interfacial pode provocar alterações na formação dos domínios magnéticos e ainda alterar a descompensação dos spins interfaciais. Em experimentos, foi verificado que a influência da rugosidade sobre o EB é independente da estrutura interfacial, ou seja, aparece em estruturas não-compensadas, compensadas, colineares e não-colineares [46].

A técnica mais utilizada para evitar a rugosidade na interface da amostra, são as medidas de refletividade de raios-x à baixo ângulo (XRR), onde esse parâmetro está relacionado com a atenuação das franjas de *Kiessing*, e com a mudança no decaimento do espectro [13, 30].

3.2.6 Modelos em EB

Desde a sua descoberta, o EB tem sido estudado por muitos pesquisadores, porém, nenhum conseguiu explicar, de forma satisfatória, todos os efeitos. Uma das dificuldades para desvendar os mistérios desse fenômeno, é a vasta gama de sistemas em que pode ser observado. Por exemplo, pequenas partículas [4, 5], filmes finos [18, 36], filmes FM sobre monocristais AFM [6] e materiais inhomogêneos [26]. Além desses sistemas, também é observado o fenômeno em materiais ferrimagnéticos [23].

Por ser um fenômeno de interface, a caracterização experimental é bastante complicada, de maneira que não é possível obter informações suficientes. A seguir vamos discutir alguns dos modelos mais importantes para o fenômeno de EB, propostos ao longo das décadas.

O primeiro modelo apresentado por *Meiklejohn e Bean* [4, 5], considera uma interface AFM lisa, não-compensada, com um acoplamento FM entre os spins FM e AFM interfaciais, e assume que a reversão da magnetização se dá por rotação coerente, inserindo um termo para a energia de acoplamento de troca, conforme a Equação 3.1. Esse modelo é bem sucedido em prever o deslocamento do ciclo de histerese, contudo, o valor previsto para o deslocamento é ordens de grandeza maior do que o observado experimentalmente para filmes policristalinos [38].

Dez anos depois, em 1967, *Néel* [35] propôs o seu modelo que observa uma interface AFM não-compensada, podendo sofrer mudanças irreversíveis durante a inversão da magnetização da camada FM, o que afetaria o H_{EB} e H_C . Esse modelo foi uma grande mudança, pois o modelo de Meiklejohn somente permitia pequenos desvios na anisotropia do AFM. Também foi introduzida a possibilidade de uma parede de domínio no interior do AFM, durante a inversão da magnetização. Entretanto, o modelo é falho em obter valores admissíveis para o deslocamento em campo da curva de histerese.

Alguns anos depois, foi proposto o terceiro modelo para o fenômeno de EB. Em 1972, *Fulcomer e Charap* [15, 14] lançaram seu modelo, que considerava um filme fino de um material FM coberto por partículas de um material AFM. Foram levados em conta os tamanhos e formatos das partículas, e uma boa concordância foi obtida entre a simulação e o experimento, para o *permalloy* oxidado. A dependência do H_{EB} e H_C com a temperatura, mesmo para $T > T_N$ foi descrita com êxito, e foi introduzido o conceito de temperatura de bloqueio, acima da qual o efeito de EB não é observado. Esse modelo é considerado um dos mais bem sucedidos, e serve como fundamento para modelos granulares baseados na flutuações térmicas

[14].

Em 1987 *Malozemoff* [31] publicou um modelo para o EB baseado na hipótese da existência de rugosidades na interface FM/AFM. Essas irregularidades, distribuídas de maneira aleatória, dão origem a campos magnéticos que atuam sobre os momentos magnéticos interfaciais do FM, gerando uma anisotropia unidirecional, que gera uma assimetria no laço de histerese. Por outro lado, esse modelo tem como ponto fraco o fato de não se aplicar para policristais. Além disso, é dependente da forma de concentração das irregularidades na interface, e incapaz de prever o EB em interfaces compensadas.

No mesmo ano, *Mauri e colaboradores* [32] propuseram um modelo que leva em conta a formação de uma parede de domínios planar na interface do material AFM. Para essa proposta, foi assumido que o filme FM possui uma espessura suficientemente fina, de forma que, a parede de domínio não se forme em seu interior, mas dentro do AFM. Esse modelo fornece valores razoáveis para o H_{EB} , já que um limite superior para a energia de troca é imposto pela formação da parede de domínio do AFM. O que o modelo não explica, é o aumento do H_C , o efeito de treinamento, bem como o surgimento do efeito de EB em filmes em que a camada AFM é pouco espessa.

Em 1997 *Koon* [25] foi capaz de encontrar, através de uma análise microscópica, EB em interfaces compensadas. O estudo se deu através de uma camada FM cuja magnetização se orientava perpendicularmente ao eixo fácil do AFM. Com o acoplamento perpendicular (semelhante ao *spin-flop* em um bulk AFM) tanto interfaces compensadas como não-compensadas são eficientes para a produção de valores semelhantes de H_{EB} . Isso se dá pela formação de uma parede de domínio no AFM, paralela à interface, durante a reversão da magnetização do FM. Ainda foi observada uma pequena inclinação relativa entre os spins interfaciais da camada AFM.

Em meados de 1998 e 1999, *Shulthess e Butler* [47] combinaram os modelos de *Malozemoff e Koon*, e além dos termos de anisotropia, acoplamento e Zeeman, adicionaram uma interação dipolar entre os momentos magnéticos. Por meio da solução da equação de *Landau-Lifshitz*, incluindo o termo de amortecimento de Gilbert-Kelley, eles conseguiram obter as propriedades magnéticas do sistema. Foi demonstrado que se a interface for lisa, o acoplamento spin-flop não conduz ao deslocamento do ciclo de histerese. O que mostra uma dependência do EB com a concentração de defeitos na interface. O modelo somente é aplicado para sistemas onde FM e AFM são camadas monocristalinas e comportam-se como monodomínios.

Também em 1999, *Stiles e McMichael* [48] tentaram uma aproximação diferente do problema, considerando ambas as camadas FM e AFM policristalinas, e dividiu os grãos interfaciais do AFM em estáveis e instáveis. O acoplamento dos grãos do FM e AFM se dá via interação de troca e spin-flop. Os grãos AFM estáveis, são responsáveis por manter sua ordem magnética durante a reversão da magnetização, sendo responsáveis pelo deslocamento da curva de histerese. Já os grãos AFM instáveis, sofrem mudanças irreversíveis na ordem AFM durante a reversão da magnetização, e são responsáveis pelos efeitos histeréticos observados nas curvas de torque e ressonância ferromagnética.

Mais recentemente, outros modelos foram desenvolvidos, como os de interface por *Kiwi* [23], que explica o EB positivo, *Kim e Stamps* [20] e *Nowak et al* [37], dos quais podem ser encontrados nos artigos de revisão [46, 38].

4 MEGNETOIMPEDÂNCIA

A magnetoimpedância (MI) consiste em uma variação na impedância elétrica de um condutor magnético, quando este é percorrido por uma corrente alternada e submetido à um campo externo [3, 39].

O efeito tem atraído a atenção de pesquisadores nos últimos anos devido a perspectiva da sua aplicação em elementos sensores, leitores e/ou gravadores magnéticos [42].

4.1 Modelos magnéticos

O efeito de magnetoimpedância é observado especialmente em materiais magneticamente macios. Sua causa se dá pela variação da permeabilidade magnética efetiva do material, devido à aplicação de um campo magnético externo (H_{dc}). Dependendo do material, sua permeabilidade pode ser alterada várias ordens de grandeza, com um campo relativamente pequeno. Essa variação provoca uma mudança na profundidade de penetração e na densidade da corrente de sonda [24].

Segundo a definição de impedância complexa $Z = R + iX$ para um elemento eletrônico linear a impedância é determinada pela razão entre a amplitude da voltagem V_{ac} medida nas extremidades do condutor, e a amplitude de uma corrente senoidal I_{AC} que passa através do condutor. Para metais ferromagnéticos, a resposta para a corrente senoidal pode não ser uma tensão senoidal, pois em geral não são elementos lineares [27].

Para um condutor cilíndrico de comprimento l percorrido por uma corrente alternada, ilustrado na figura 4.1, assumindo que $V_{AC} = e_z l$ e que $I_{AC} = 2\pi a h_\varphi$, a impedância é [34],

$$Z = \frac{V_{AC}}{I_{AC}} = \frac{l}{2\pi a} \frac{(e_z)_{Superf}}{(h_\varphi)_{Superf}} = \frac{l}{2\pi a} Z_s \quad (4.1)$$

onde a é o raio do condutor, $(e_z)_{Superf}$ e $(h_\varphi)_{Superf}$ são a propagação radial das ondas de spin devido ao *efeito skin*, e $Z_s = \frac{e_z}{h_\varphi}$ é a impedância superficial da amostra.

É a componente real da impedância superficial que estabelece a resposta ressonante num experimento de FMR [49], e assim, a Eq. 4.1 estabelece uma ligação direta entre a MI e FMR. Num experimento de MI, a distribuição dos campos elétricos e magnéticos no interior de uma amostra é semelhante a um experimento de FMR, a principal diferença é a origem do campo de excitação, que para a MI é gerado pela corrente, e na FMR é aplicado por uma fonte externa.

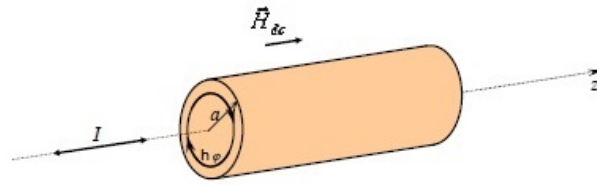


Figura 4.1 – Corrente elétrica no interior de um condutor cilíndrico sob a ação de um campo magnético estático longitudinal.

Para um condutor cilíndrico (ou seja, um fio), a impedância superficial calculada das equações de Maxwell, é dada por [29, 34],

$$Z_s = \frac{k J_0(ka)}{\sigma J_1(ka)} \quad (4.2)$$

onde a é o raio do condutor, k é a constante de propagação linear $k = \frac{(1-i)}{\delta}$, e δ profundidade de penetração eletromagnética dada por,

$$\delta = \left(\frac{2}{\omega\sigma\mu_\varphi}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3)$$

onde ω é a frequência angular da corrente, σ é a condutividade e μ_φ é a permeabilidade de um condutor cilíndrico.

Em termos da resistência dc de um condutor cilíndrico, $R_{dc} = \frac{l}{\pi a^2 \sigma}$, a impedância é escrita como:

$$Z = R_{dc} \frac{a\sigma}{2} Z_s = \frac{ka J_0(ka)}{2 J_1(ka)}. \quad (4.4)$$

O último termo da Eq. 4.4, é derivado sob a condição de que o comportamento magnético do meio pode ser descrito pela permeabilidade efetiva complexa.

Num filme magnético, uma corrente alternada gera um campo magnético transversal. Utilizando o procedimento descrito acima, a impedância de uma filme ferromagnético pode ser descrita como [21],

$$Z = R_{dc} \frac{kt}{2} \cot \frac{kt}{2} \quad (4.5)$$

onde t é a espessura do filme ferromagnético.

A profundidade de penetração δ , definida pela Eq. 4.3, para o caso de um filme ferromagnético é calculada para uma permeabilidade transversal, já que o campo gerado é transversal, como mostra a figura 4.2.

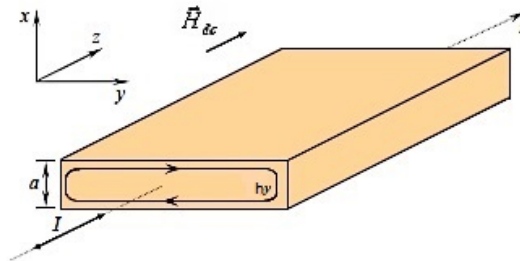


Figura 4.2 – Corrente elétrica no interior de um filme condutor sob a ação de um campo magnético estático e espessura a .

Das equações 4.4 e 4.5, pode-se dizer que a impedância Z de um filme condutor ferromagnético depende da magnetização transversal, através da profundidade de penetração δ , dada por,

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\omega\sigma\mu_y}} \quad (4.6)$$

onde ω é a frequência da corrente de sonda, σ é a condutividade e μ_y é a permeabilidade transversal para um filme condutor.

O ponto mais importante de qualquer modelo realístico para a MI, encontrar uma fórmula que descreva da maneira mais adequada a resposta da permeabilidade transversal com a frequência e com o campo aplicado.

Para uma permeabilidade muito pequena ($ka \gg 1$), a EQ. 4.4 se torna,

$$Z = (1 + i) \frac{l}{\sigma(2\pi a\delta)} \quad (4.7)$$

Quando a profundidade de penetração é suficientemente grande ($ka \ll 1$) a Eq. 4.4, fica,

$$Z = R_{dc} + \frac{i\omega l}{8\pi} \mu_{ef} \quad (4.8)$$

é a expressão de Z usada em frequência baixas, quando as mudanças em Z ocorrem devido aos efeitos indutivos.

Em termos da frequência de medida o efeito de MI pode ser separado em três regimes diferentes, mostrados a seguir.

4.1.0.1 Regime de baixas frequências

Para o regime de baixas frequências, aproximadamente até 10kHz a profundidade de penetração é maior do que a espessura da amostra, então, a maior variação na impedância se dá devido a sua componente imaginária (efeito magnetoindutivo) [19]. Quando a corrente alternada passa pela secção transversal de um filme, um campo magnético circunferencial é induzido pela lei de Ampère, produzindo variações no fluxo magnético circular, que gera um campo elétrico longitudinal, esse campo longitudinal gera uma voltagem indutiva sobre a amostra.

A voltagem é determinada pela indutância interna do material, L_i , que depende da distribuição espacial da permeabilidade magnética no interior da amostra. Quando aplicada uma corrente alternada no condutor ferromagnético, uma voltagem complexa surge sendo dependente da soma das voltagens resistivas (V_R) e indutivas (V_L), matematicamente dadas por,

$$V_T = V_R + V_L = R_{dc}I - \frac{i\omega}{2\pi}L_iI \quad (4.9)$$

Considerando que $Z = \frac{V_T}{I}$, a impedância pode ser escrita como,

$$Z = R_{dc} + i\frac{\omega}{2\pi}L_i. \quad (4.10)$$

A expressão acima mostra que para baixas frequências, quando o efeito *skin* é fraco, a resposta de Z depende das variações da sua componente indutiva.

4.1.0.2 Regime de frequências Intermediárias

Para o regime de frequências intermediárias, entre 10kHz e 100MHz , a MI foi descrita em termos do efeito *skin* e da sua dependência com o campo externo. As mudanças drásticas da impedância são interpretadas em termos do efeito *skin* clássico, em um condutor com permeabilidade magnética escalar, porém, em materiais ferromagnéticos, usualmente o vetor indução magnética \vec{B} e o vetor campo magnético \vec{H} não são paralelos entre si e as suas relações não são lineares. Sendo assim, a permeabilidade é um tensor complexo que depende tanto dos movimentos das paredes de domínios quanto das rotações dos momentos magnéticos [7].

Em um experimento de MI longitudinal, quando o campo externo é aplicado ao longo da corrente, dois regimes são estabelecidos: (a) Quando o eixo fácil é perpendicular à corrente,

e (b) Quando o eixo fácil é paralelo à corrente.

No primeiro caso, a magnetização transversal deve ocorrer por meio dos movimentos irreversíveis das paredes de domínios, para frequências menores do que 1MHz [7]. Aplicando-se um campo magnético estático ao longo do eixo duro, acarreta na diminuição da permeabilidade transversal, no aumento da profundidade de penetração e diminuição da impedância. Para este caso, a permeabilidade transversal é máxima quando o campo magnético externo é nulo. Sendo assim, as curvas Z vs. H apresentam uma estrutura característica de pico duplo.

Para o caso (b), quando o eixo fácil é paralelo à direção da corrente, a magnetização transversal ocorre apenas por rotação dos momentos magnéticos. Assim, a permeabilidade transversal é relativamente baixa e decresce com o aumento do campo magnético externo.

A figura 4.3 mostra um conjunto de espectros de Z vs. H obtidos com uma multicalada de $[Ni_{81}Fe_{19}(30nm)/Fe_{50}Mn_{50}(13nm)/Ta(10nm)]x20$ que apresenta o fenômeno de *Exchange Bias*. Observa-se nestes gráficos a evolução de uma estrutura de pico simples para outra com picos duplos com o crescimento da frequência. Como discutido acima a primeira estrutura é associada a movimentos das paredes de domínios, enquanto a segunda está associada com as características da ressonância ferromagnética, claramente observada quando a parte real da impedância apresenta picos agudos coincidindo com a mudança de sinal da componente imaginária [34]. Ainda podemos observar o deslocamento das curvas em torno do campo zero ($H = 0$).

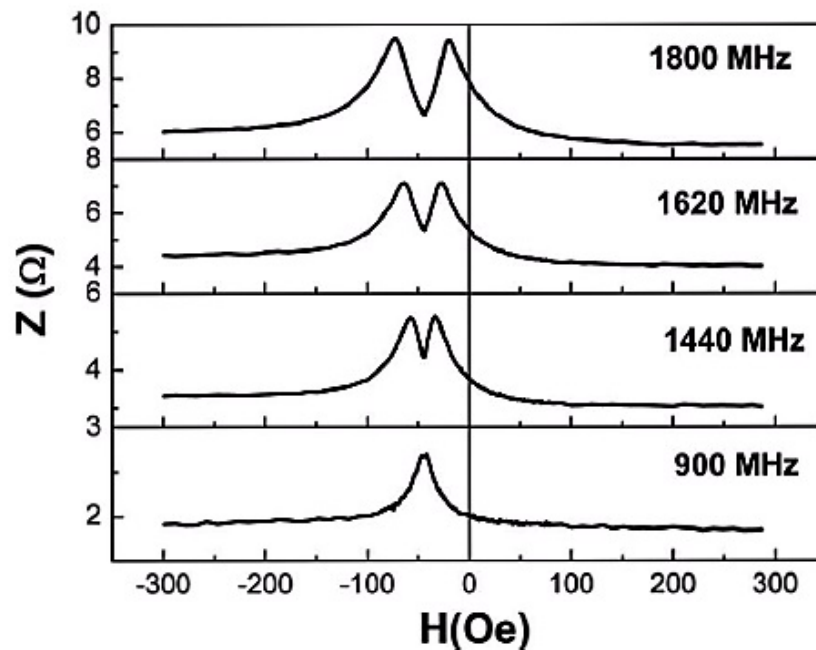


Figura 4.3 – Curvas Z vs. H para algumas frequências 100MHz e 1.8 GHz. Os dados referem-se a uma multicamada de $[Ni_{81}Fe_{19}(30nm)/Fe_{50}Mn_{50}(13nm)/Ta(10nm)] \times 20$ que apresenta EB [?].

4.1.0.3 Frequências altas

Para o regime de altas frequências, onde ocorre somente a rotação da magnetização, o procedimento conhecido da teoria de ressonância ferromagnética é apropriado para a solução das equações de Maxwell e da equação de Landau-Lifshitz [8]. Portanto, a teoria da FMR pode ser usada para descrever a MI [8]. Para este regime de frequências, uma descrição precisa da MI deve levar em consideração a influência dos efeitos dinâmicos, sobre a magnetização transversal, relacionados a FMR [8].

Existem duas condições para que a FMR ocorra em um sistema magnético: (a) Um campo magnético estático \vec{H}_0 que oriente os momentos magnéticos, e (b) um campo magnético AC (\vec{H}_{AC} perpendicular a \vec{H}_0). Aplicando \vec{H}_0 ao longo do eixo de simetria, para um condutor plano, o campo AC deve ter uma simetria plana, de maneira que, para um condutor cilíndrico, o campo AC deve ter uma simetria circular.

Próximo a ressonância, \vec{H}_{AC} deve fornecer energia para que os momentos magnéticos possam compensar as perdas associadas às interações com o meio, mantendo o movimento de precessão da magnetização em torno de \vec{H}_0 . Kraus [28] demonstrou que a variação máxima da MI é determinada pela profundidade de penetração mínima no estado FMR.

5 TÉCNICAS E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo, são tratadas as técnicas e procedimentos experimentais adotados na produção e caracterização das amostras utilizadas.

As amostras estudadas no presente trabalho foram produzidas no Laboratório de Conformação Nanométrica (LCN) do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS). A caracterização estrutural das amostras foi efetuada através da análise de medidas de difração de raios-x a altos ângulos, a caracterização magnética estática através de medidas de magnetização, enquanto que o comportamento dinâmico foi estudado via medidas de magnetoimpedância na faixa de frequências das microondas. Todas as medidas experimentais apresentadas neste trabalho foram obtidas utilizando a infra-estrutura disponível no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM).

5.0.1 Produção das amostras

Filmes finos podem ser preparados por diferentes métodos, dependendo da composição, estrutura, espessura e aplicação. Todos os métodos se baseiam na deposição gradual de átomos ou moléculas do material desejado sobre um substrato [44].

A deposição por *sputtering* é amplamente utilizada para fazer filmes finos. Dentre suas qualidades, se destacam a excelente reprodutibilidade das amostras produzidas, boa aderência do filme ao substrato e a facilidade no controle da espessura. Esse processo consiste, basicamente, em acelerar por meio de uma diferença de potencial um determinado íon, neste caso Argônio, fazendo com que ele colida balisticamente sobre o material que se deseja depositar, chamado de alvo. O choque fará com que ocorra o espalhamento dos átomos do alvo (ou aglomerados de átomos do alvo) em todas as direções, sendo que uma parte acabará atingindo o substrato, formando o filme. Através do conhecimento da taxa de deposição, e do tempo de exposição do substrato, tem-se nesse processo, o controle da espessura do filme que está sendo depositado [44].

O fato do material ser espalhado em todas as direções torna o processo, muitas vezes, desfavorável economicamente, em virtude da baixa taxa de deposição. Uma maneira de minimizar essas perdas e tornar a taxa de deposição mais estável é utilizar um campo magnético externo para controlar a trajetória das partículas ejetadas. Ao incorporar o campo magnético o

sistema passa a ser denominado *Magnetron Sputtering* [44].

O sistema de ímãs que caracteriza a técnica como magnetron sputtering encontra-se nos canhões, abaixo do alvo. A configuração das linhas de campo magnético em torno de um canhão pode induzir uma anisotropia uniaxial nos filmes finos [44], devido à movimentação dos substratos sobre essa região durante a deposição. A figura abaixo mostra um exemplo.

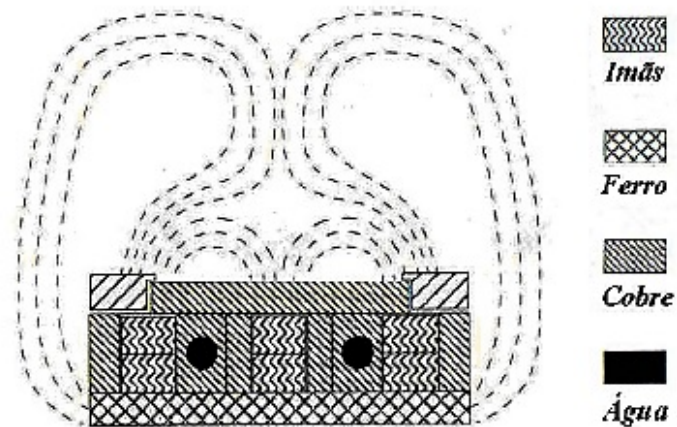


Figura 5.1 – Configuração das linhas de campo magnético em torno de um canhão (AJA Internacional)

O equipamento Orion-8 UHV da empresa AJA Internacional Inc., figura 5.2 , foi usado para deposição das amostras estudadas nesse trabalho.



Figura 5.2 – Magnetron Sputtering do Laboratório de Conformação Nanométrica da UFRGS.

As amostras estudadas nesse trabalho são constituídas de tricamadas de NiFe/FeMn/Ta depositadas sob substrato de vidro. As espessuras variam de acordo com o empilhamento dessas tricamadas. Sobre uma camada de Tântalo (Ta) de 150 Å foi usada como camada base ("buffer") para uma melhor aderência do filme ao substrato. As condições de deposição são as mesmas para as diferentes amostras, demonstradas na tabela abaixo.

Fluxo de Argônio = 32 SCCM
Pressão de base para deposição = 5.4×10^{-8} Torr
Temperatura = 21 °C
Potência dos canhões (Ta, $Ni_{81}Fe_{19}$, FeMn) = 200/150/150 W
Taxa de deposição do Ta = 1.32 Å/s
Taxa de deposição do $Ni_{81}Fe_{19}$ = 1.03 Å/s
Taxa de deposição do FeMn = 1.28 Å/s
Distância dos alvos ao porta-substratos = 28 mm
Campo aplicado = 2 kOe

Tabela 5.1 – Parâmetros de deposição dos dois conjuntos de filmes finos. SCCM denota Standard Cubic Centimeters per Minute.

A presença de uma camada de Ta entre as repetições impede que exista uma interação adicional entre as camadas consecutivas. Desse modo, as características da interface *FM/AFM* são preservadas e é possível considerar as amostras diferentes apenas em relação a influência das bicamadas NiFe/FeMn.

5.1 Amostras

Para este trabalho foram produzidas quatro amostras apresentando uma variação na espessura do FM e no número de camadas. As amostras apresentam as seguintes composições.

Amostra	Ta (Å)	Py/FeMn/Ta (Å)	n° de tricamadas
R1275	150	1000/200/100	2
R1276	150	1000/200/100	4
R1277	150	1500/200/100	2
R1278	150	1500/200/100	4

Tabela 5.2 – Espessuras nominais das amostras produzidas.

5.2 Difração de Raios-X - XRD

A descoberta dos raios-X se deu pelo físico alemão Wilhelm Conrad Röntgen, em 1894, e é uma ferramenta muito importante utilizada na caracterização estrutural da matéria. Os raios-X são obtidos pela desaceleração dos elétrons liberados termoionicamente e acelerados por uma

grande diferença de potencial. Quando esses se chocam com um alvo sólido podem arrancar elétrons desse alvo e fazer com que haja o decaimento de um outro elétron, de uma camada superior, para essa vacância. Nesse processo também são emitidos fótons, chamados de raios-X característicos, com a energia correspondendo a diferença de energia entre as camadas onde houve o decaimento [10].

Para o caso do equipamento usado no LMMM, onde o alvo é de Cu, o raio-X característico correspondente da transição de um elétron da camada L para a K, esse é conhecido como K_α e tem comprimento de onda de 1,54056. É esse o comprimento de onda utilizado nas medidas de difração de raios-X.

A técnica de difração de raios-X consiste no espalhamento da radiação incidente pelos átomos do material em análise. Esse espalhamento se dá em todas as direções, contudo, quando se está examinando um material cristalino, existirão determinadas direções em que os feixes espalhados por diferentes planos atômicos se encontrarão completamente em fase, interferindo de forma construtiva. Para que esta interferência construtiva ocorra é necessário que a diferença entre caminhos ópticos de raios distintos corresponda a um múltiplo inteiro do comprimento de onda incidente [10]. Esta condição pode ser expressa através da Lei de Bragg:

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (5.1)$$

onde d é a espessura das camadas, θ é o ângulo de incidência do feixe, λ o comprimento de onda e n um número inteiro.

A difração de raios-x é a técnica mais adequada e mais usada em estudos cristalográficos. Existe um grande banco de dados com os padrões de difração, sendo assim possível identificar fases em materiais policristalinos e também determinar suas quantidades relativas com base nas intensidades dos picos de difração.

O equipamento disponível no LMMM, mostrado na figura 5.3, é um difratômetro Brüker D8 Advance que possui goniômetro na geometria Bragg-Bretano ($\theta - 2\theta$), tubo de raios-X com alvo de cobre e detector LinxEye de tiras de silício. Para selecionar apenas os comprimentos de onda característicos de uma transição eletrônica da camada L para a K de um átomo do alvo, são utilizados filtros que absorvem o espectro contínuo e as outras emissões menos intensas características do cobre. O feixe é ainda colimado através da utilização de *Sollers* e *slits* na saída do tubo e entrada do detector. O porta amostras é fixo, e o tubo e detector são móveis e controlados pelo motor de passo.

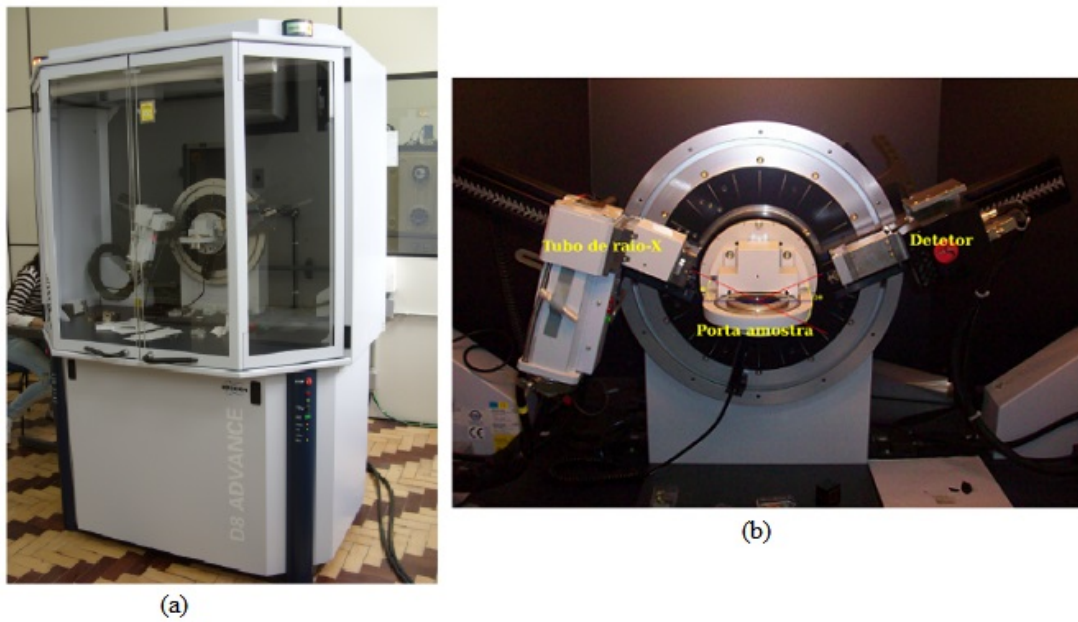


Figura 5.3 – (a) Bruker D8 Advance. (b) Foto do tubo gerador de raio-X, porta amostras e detetor.

5.3 Medidas de Magnetização

Para as medidas de magnetização das amostras estudadas, foi usado um magnetômetro de gradiente de campo alternado (AGFM).

O primeiro magnetômetro de gradiente de campo alternado foi desenvolvido por Zijlstra [53], em 1970, utilizando um microscópio ótico para observar a variação da amplitude de vibração da haste. Atualmente, como mostrado na figura 5.4, utiliza-se um sensor piezoelétrico acoplado na extremidade fixa da haste, na outra extremidade é colocada a amostra.

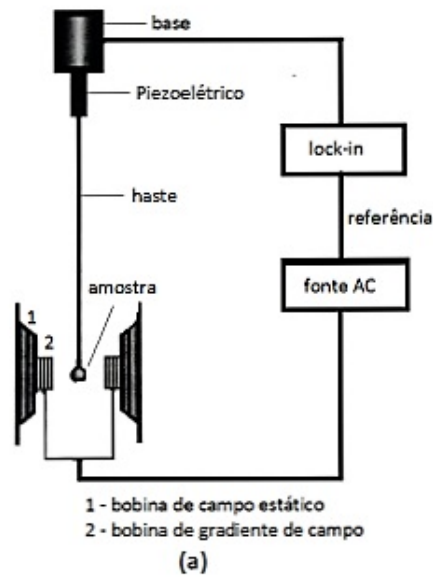


Figura 5.4 – Demonstração da estrutura de um AGFM [51].

Essa haste flexível é então colocada entre os pólos de um eletroímã, que geram um campo magnético estático (H). Paralelo aos polos do eletroímã, existem duas bobinas que geram um gradiente de campo alternado (∇H) na região da amostra. Esse gradiente é utilizado para exercer uma força na amostra magnetizada (\vec{F}_m) pelo campo magnético estático. Essa força faz com que a haste oscile com a mesma frequência do gradiente de campo alternado. Sendo assim, a \vec{F}_m é proporcional à magnitude do gradiente de campo e ao momento magnético da amostra (\vec{m}), e é dada por:

$$\vec{F}_m = \vec{m} \cdot \nabla H. \quad (5.2)$$

O sensor piezoelétrico tem como propriedade transformar uma oscilação mecânica em uma tensão elétrica alternada. Essa tensão é medida (proporcional ao momento magnético da amostra) através de um amplificador *lock-in*. A frequência de medida é próxima ao valor da ressonância mecânica da haste, quando se tem uma maior amplitude de vibração.

O AGFM deve ser montado de forma que o sistema experimental fique protegido de oscilações mecânicas externas que são fontes de ruído. O AGFM do LMMM utilizado para as medidas está ilustrado na figura 5.5.



Figura 5.5 – Foto do aparelho de AGFM do LMMM.

5.4 Medidas de Impedância

As medidas de impedância apresentadas neste trabalho foram obtidas com um analisador de rede Rohde e Schwarz ZVB 14. Na figura 5.6, é mostrado um esquema do aparato experimental utilizado. O sistema é composto por bobinas de Helmholtz, alimentadas por uma fonte de corrente (Kepco 20 – 20), que produzem um campo magnético máximo de 220 Oe, responsável pela magnetização das amostras. As amostras posicionadas no centro das bobinas, estão conectadas ao cabo coaxial que transmite a resposta dos estímulos para o analisador de rede. Todo esse aparato é ligado ao computador que controla o sistema de medidas, e recebe os dados do experimento.

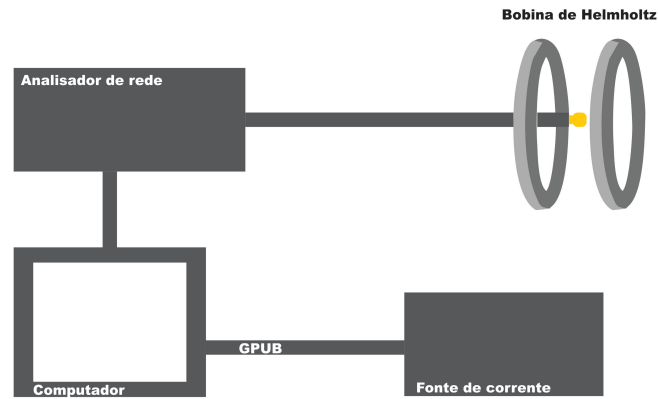


Figura 5.6 – Representação do aparato experimental usado para as medidas de MI.

O computador utiliza o programa em HP Vee para a aquisição dos dados. O analisador de rede trabalha numa faixa de frequências entre 10 MHz e 14 GHz, com duas portas de teste. Essas servem de saída para um sinal RF e de entrada para o sinal de resposta do porta amostras. Com uma única porta de teste é possível transmitir um sinal de estímulo, e medir um sinal de resposta na forma de reflexão.

As quantidades de medida básicas de um analisador de rede são os parâmetros-S. Eles descrevem como o porta amostras modifica o sinal que é transmitido ou refletido. Quando em uso, as duas portas do analisador apresentam um fluxo de sinais que é apresentado na figura 5.7. Os parâmetros-S são expressos como $S_{\langle out \rangle \langle in \rangle}$, onde $\langle out \rangle$ e $\langle in \rangle$ representam o número da porta de saída e entrada do analisador, respectivamente.

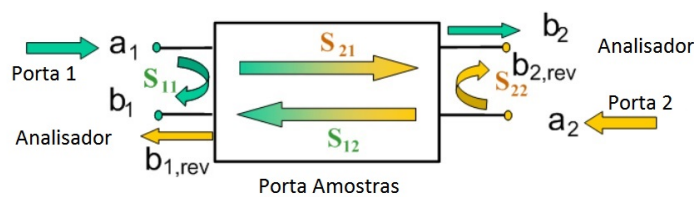


Figura 5.7 – Parâmetros-S para um DUT de duas portas. (Adaptado de [1])

A matriz de dispersão dos parâmetros-S relaciona ondas incidentes a_1 e a_2 com as ondas de saída b_1 e b_2 [1]:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

O porta amostras apresenta somente um conector, logo, utiliza-se o parâmetro S_{11} que representa seu coeficiente de reflexão, definido como a razão entre as intensidades das ondas incidentes e refletidas.

5.4.0.1 Porta amostras

O porta amostras é conectado à porta de saída do analisador de rede. O porta amostra é uma cavidade de microondas que tem como objetivo fornecer um meio de medirmos a impedância característica das amostras, como demonstrado na figura 5.8. Funciona como uma linha de transmissão coaxial, onde o condutor central é substituído pela amostra, e o dielétrico entre a amostra e as paredes externas da cavidade é o ar. O pino de contato entre a amostra e o conector é centrado por uma peça de teflon de aproximadamente 4 mm de altura, e 8 mm de diâmetro. O teflon é um material adequado por ter uma permissividade elétrica constante para os valores de frequência trabalhados. A placa de terra é feita de cobre, como mostra a figura 5.9. Todas as partes que a formam o porta amostras não são magnéticas.

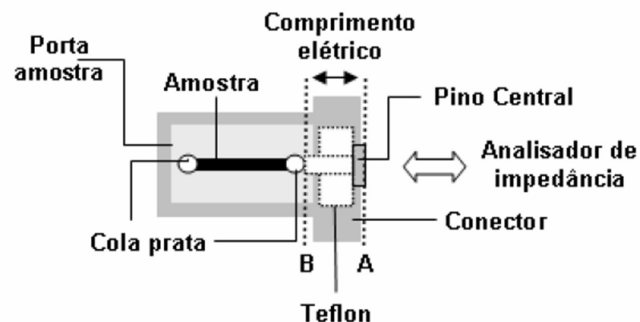


Figura 5.8 – Ilustração da linha de transmissão usada para as medidas de magnetoimpedância.

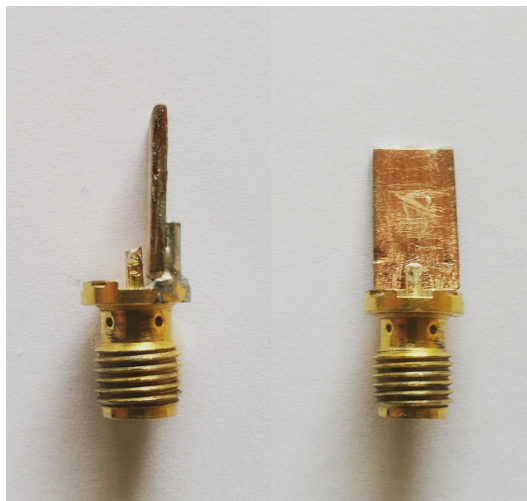


Figura 5.9 – Porta amostra utilizado para as medidas de magnetoimpedância.

6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo, serão apresentados e discutidos os principais resultados obtidos ao longo do trabalho de mestrado. Foram realizadas medidas de difratometria de raios-x, magnetização e de magnetoimpedância. Os dados obtidos das quatro amostras são comparados e permitem compreender as diferenças obtidas com o empilhamento das camadas de NiFe/FeMn.

6.1 Características Estruturais

Os difratogramas de raios-x estão indicadas nas figuras 6.1, 6.2, 6.3 e 6.4. Os espectros indicam que tanto o NiFe quanto o FeMn crescem com direção preferencial (111). Como discutido no capítulo 3, *Jungblut e co-autores* demonstraram que bicamadas de NiFe/FeMn, crescidas por MBE com orientação (111), exibem os melhores campos de exchange bias, e as menores coercividades [43].

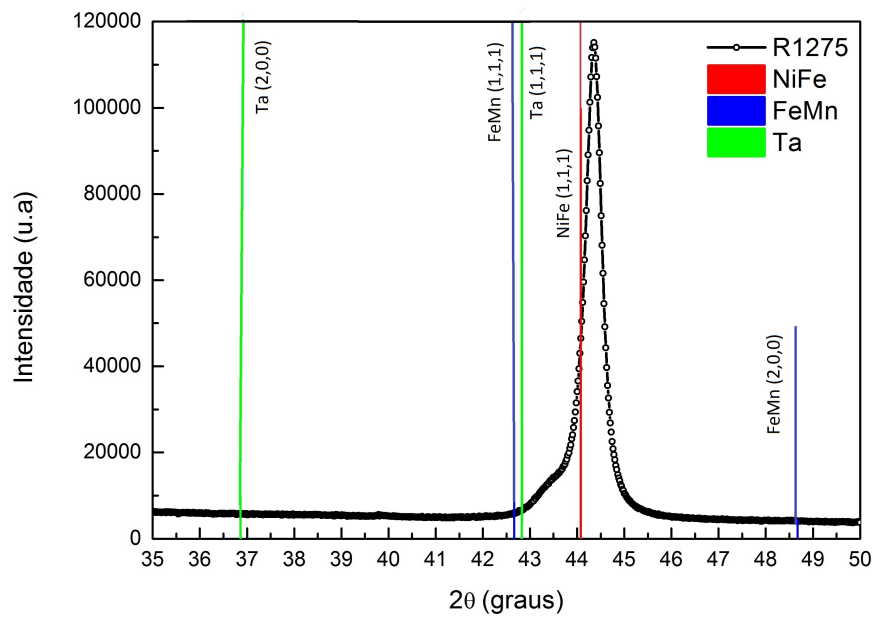


Figura 6.1 – Medida de difração de raios-x para a amostra R1275

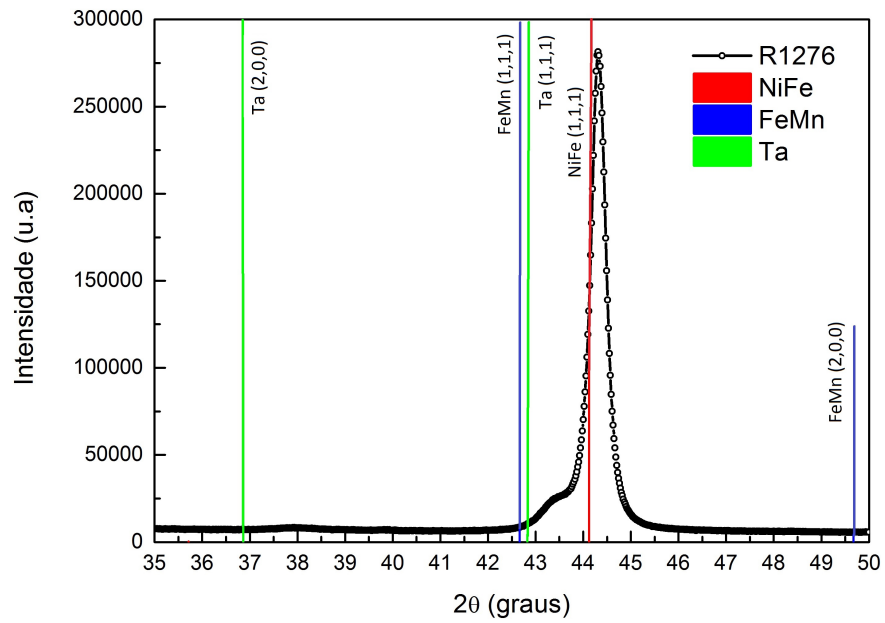


Figura 6.2 – Medida de difração de raios-x para a amostra R1276

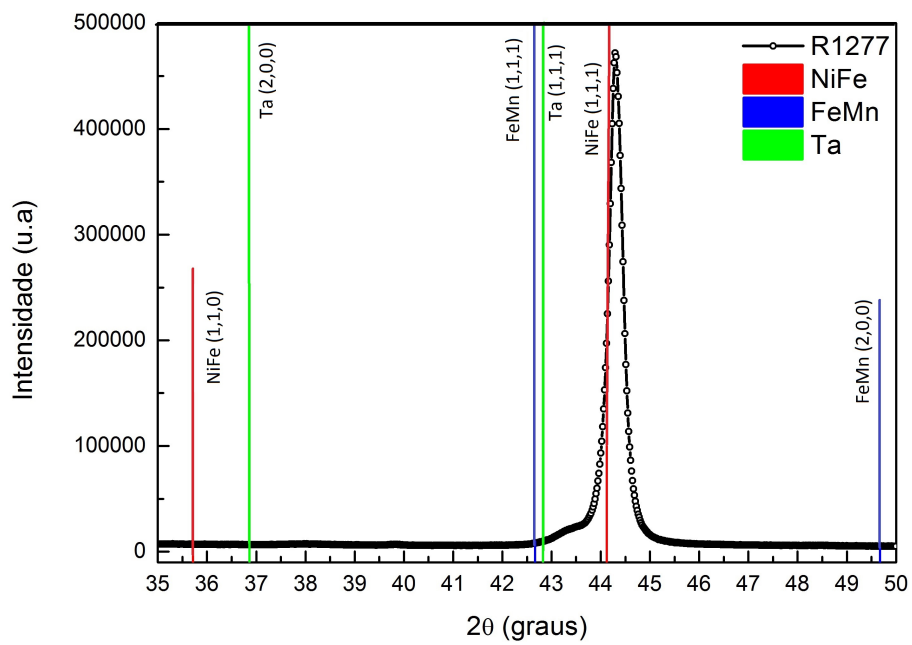


Figura 6.3 – Medida de difração de raios-x para a amostra R1277

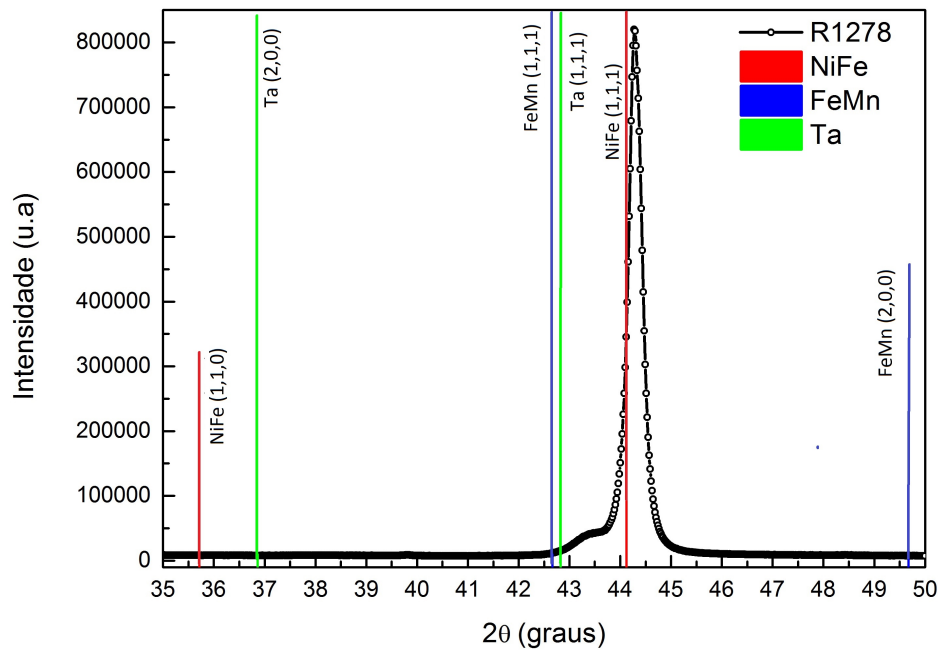


Figura 6.4 – Medida de difração de raios-x para a amostra R1278

A linha vermelha indica o pico do NiFe, a azul do FeMn e a verde do Ta. Pode-se notar que os picos de difração para o $Ni_{81}Fe_{19}$ estão próximos à $44,1^\circ$, porém apresentam um pequeno deslocamento.

6.2 Caracterização magnética

As medidas de magnetização realizadas no magnetômetro de gradiente de campo alternado (AGFM), foram realizadas em temperatura ambiente, com campo magnético aplicado no plano da amostra e com diferentes ângulos (0° e 90°) em relação ao eixo fácil. As curvas de magnetização estão mostradas nas figuras 6.5, 6.6, 6.7 e 6.8.

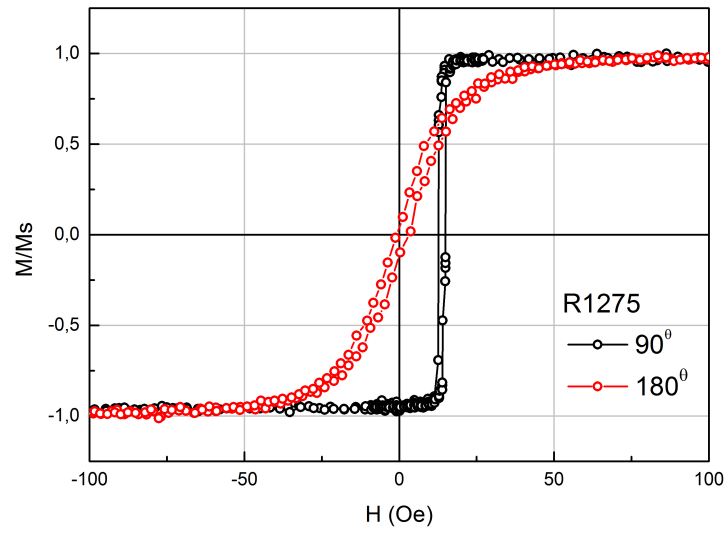


Figura 6.5 – Medida de magnetização para a amostra R1275 feitas em 0° e 90° em relação ao eixo fácil.

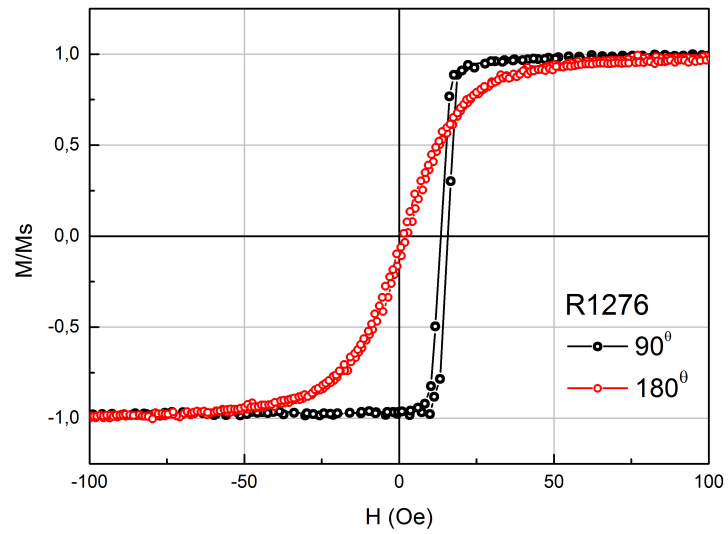


Figura 6.6 – Medida de magnetização para a amostra R1276 feitas em 0° e 90° em relação ao eixo fácil.

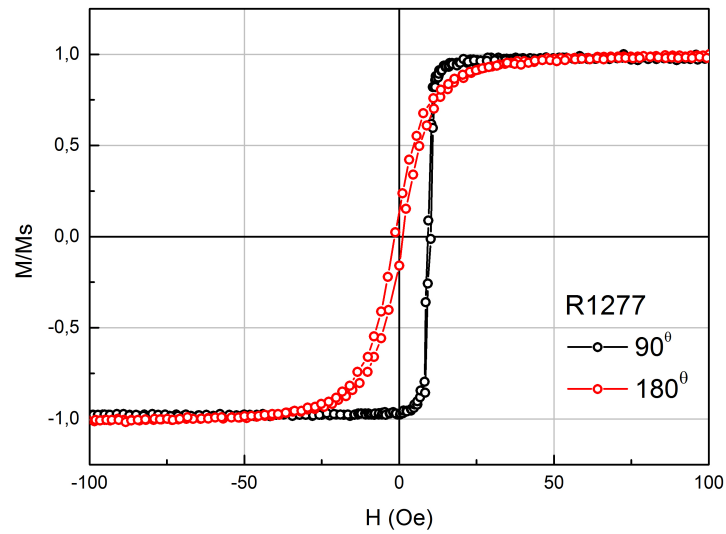


Figura 6.7 – Medida de magnetização para a amostra R1277 feitas em 0° e 90° em relação ao eixo fácil.

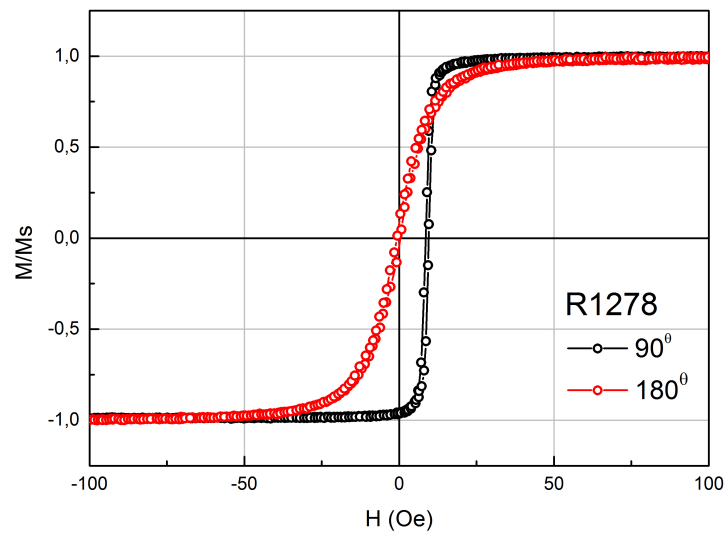


Figura 6.8 – Medida de magnetização para a amostra R1278 feitas em 0° e 90° em relação ao eixo fácil.

Pode-se observar nitidamente o deslocamento da curva de histerese, confirmando a ocorrência do fenômeno de EB nas amostras. Os valores para H_{EB} e H_C obtidos pelas curvas de magnetização estão indicados na tabela 6.1 abaixo.

Amostra	H_{EB} (Oe)	H_c (Oe)
R1275	13,83	1,01
R1276	14,17	1,36
R1277	10,1	1,46
R1278	9,37	1,09

Tabela 6.1 – Valores do H_{EB} e H_C .

6.3 Medidas de MI

As medidas de magnetoimpedância foram realizadas por meio de aquisições da parte real (R), imaginária (X) e da impedância (Z) nas frequências de 100MHz até 3GHz, com 0 dBm (1 mW) de potência constante, e campo magnético aplicado ao longo do plano da amostra, variando entre 200 até -200 Oe.

As medidas de magnetoimpedância na forma de ($Rvs.H$) estão indicadas nas figuras 6.9, 6.10, 6.11, 6.12, 6.13, 6.14, 6.15 e 6.16.

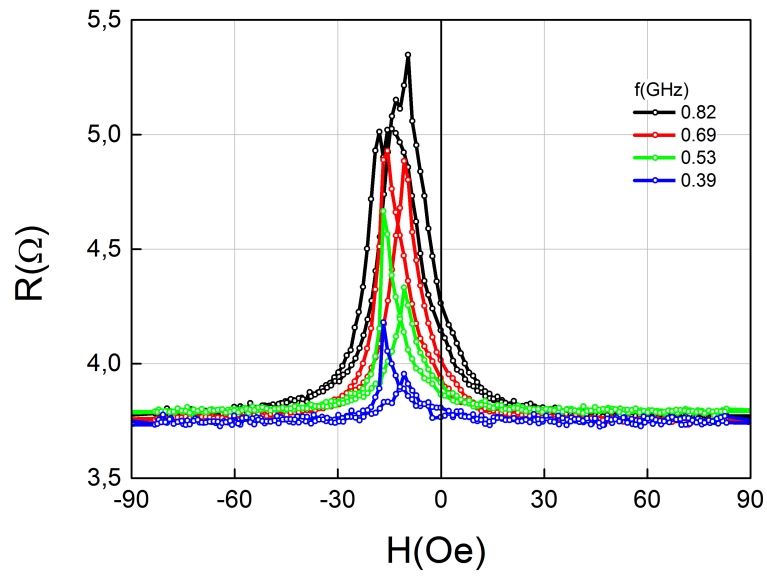


Figura 6.9 – Curvas R vs. H para diferentes valores de frequência com picos simples, obtidos para a amostra R1275.

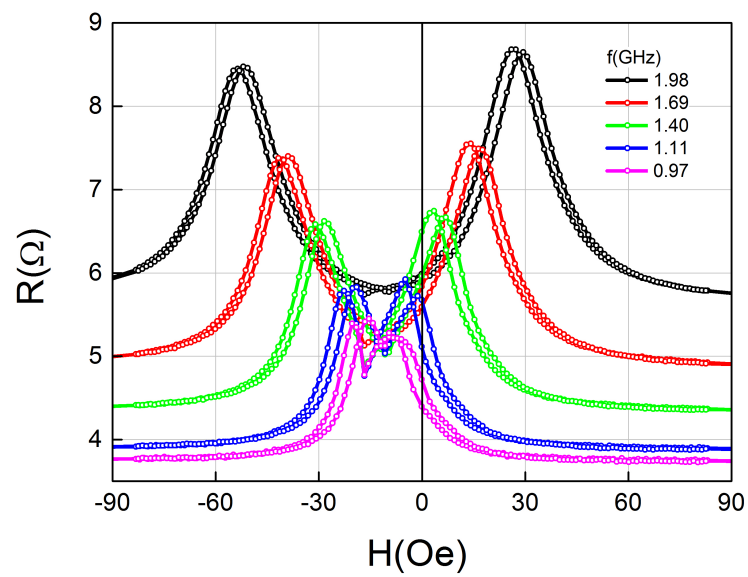


Figura 6.10 – Curvas R vs. H para diferentes valores de frequência com picos duplos, obtidos para a amostra R1275.

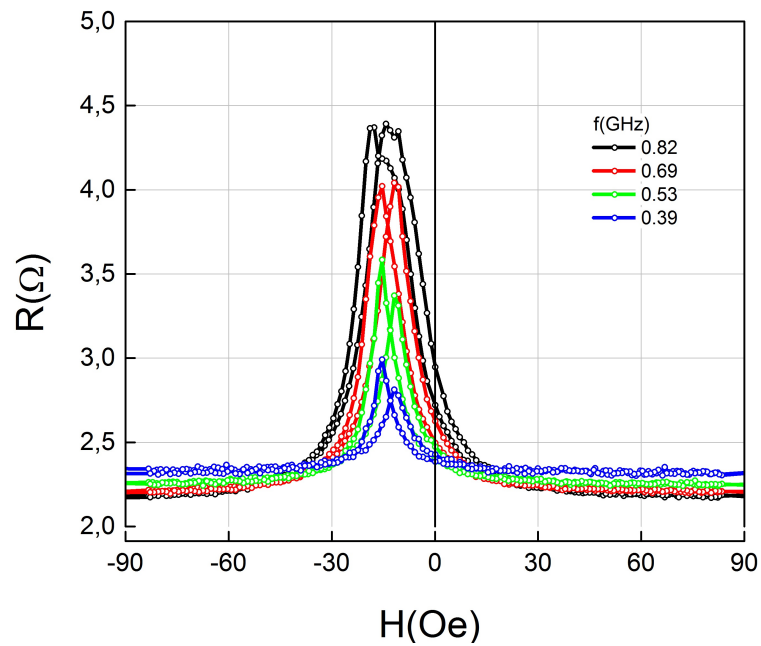


Figura 6.11 – Curvas R vs. H para diferentes valores de frequência para picos simples, obtidos para a amostra R1276.

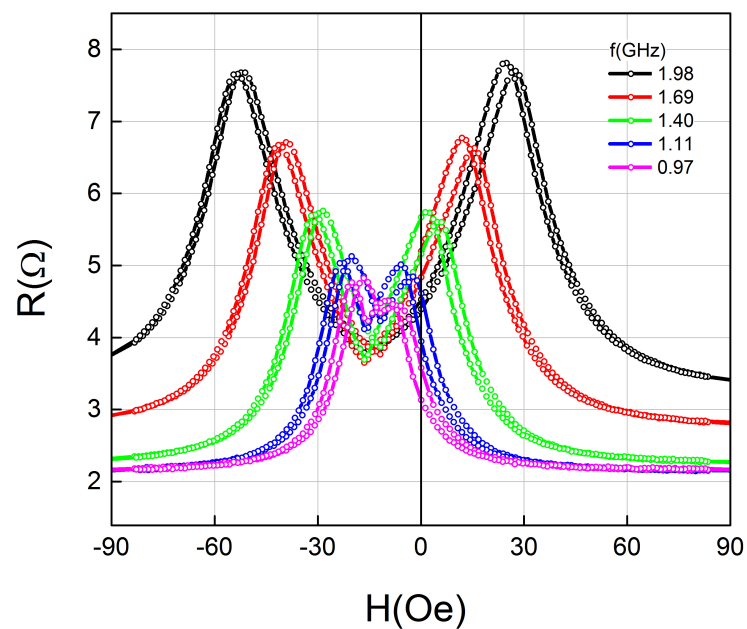


Figura 6.12 – Curvas R vs. H para diferentes frequências com picos duplos, obtidos para a amostra R1276.

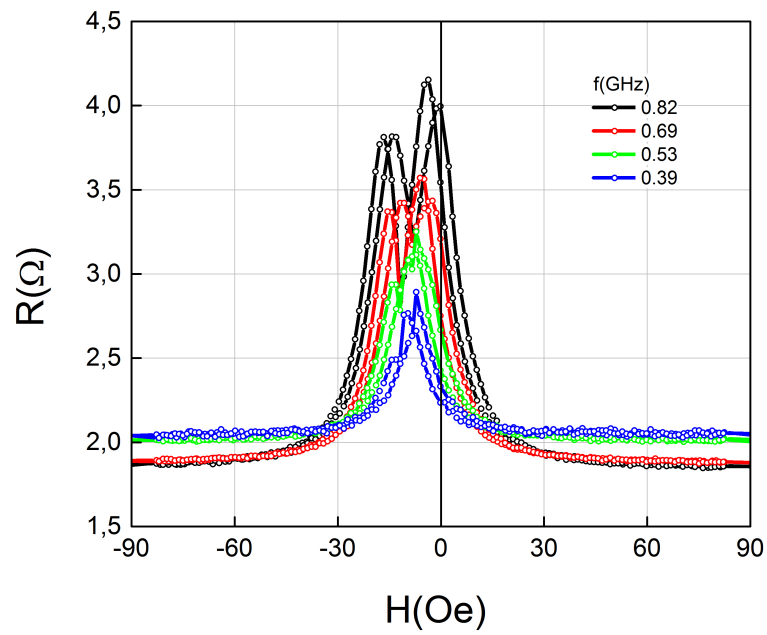


Figura 6.13 – Curvas R vs. H para diferentes valores de frequência para picos simples, obtidos para a amostra R1277.

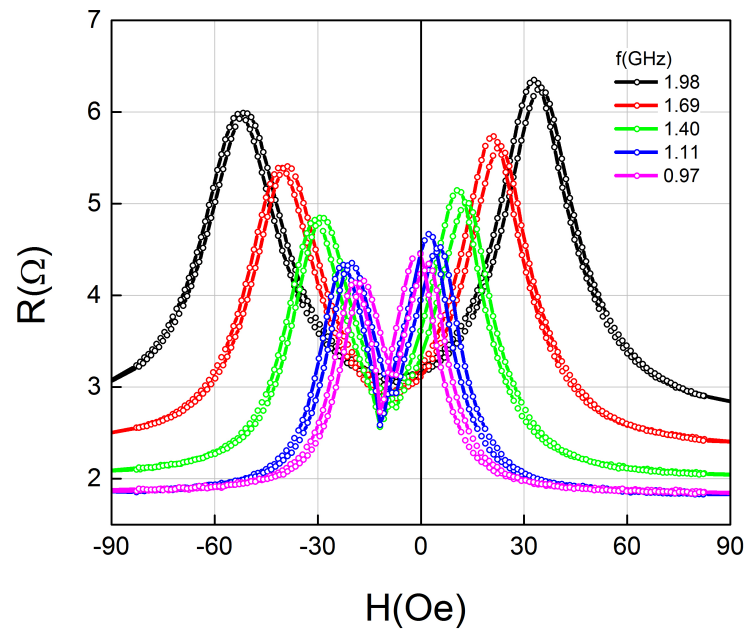


Figura 6.14 – Curvas R vs. H para diferentes valores de frequência para picos duplos, obtidos para a amostra R1277.

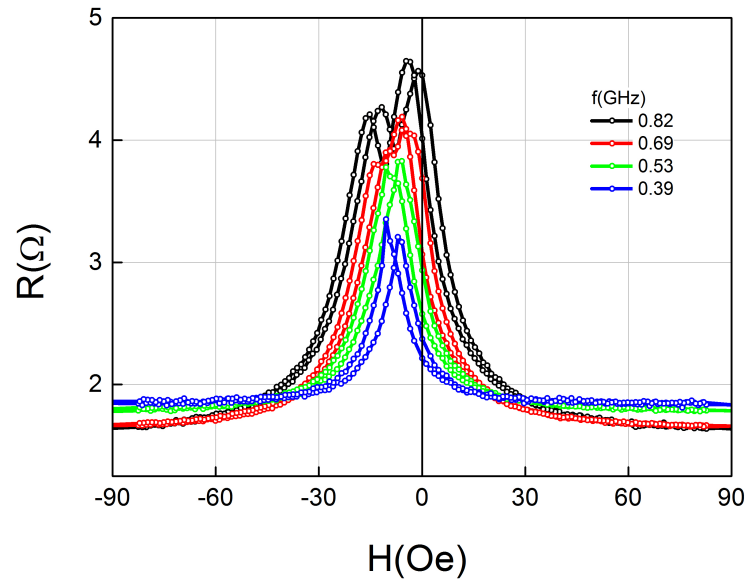


Figura 6.15 – Curvas R vs. H para diferentes valores de frequência para picos simples, obtidos para a amostra R1278.

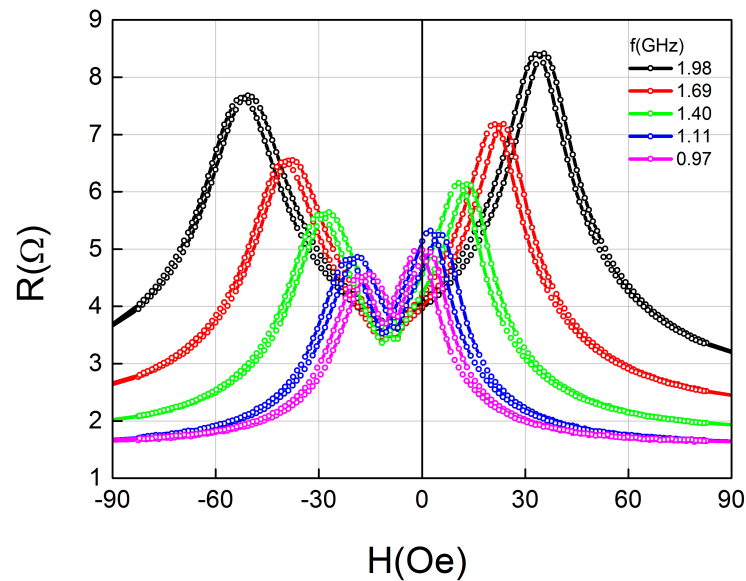


Figura 6.16 – Curvas R vs. H para diferentes valores de frequência para picos duplos, obtidos para a amostra R1278.

As curvas de MI mostram que em frequências abaixo de 1 GHz existe um pico simples. Acima de 1 GHz, devido aos efeitos ressonantes, essa estrutura evolui para dois picos simétricos em relação ao campo de *bias*. As curvas mostram um comportamento aproximadamente linear para campos magnéticos próximos de zero.

Assim como as curvas de magnetização, os espectros de impedância são assimétricos

em relação a origem. Independente da frequência de medida, as curvas de MI são deslocadas por um valor de campo aproximadamente igual ao campo de EB, como mostra a tabela 6.2.

Amostra	H_{EB}^{mag} (Oe)	H_{EB}^{mi} (Oe)
R1275	13,83	≈ 13
R1276	14,17	≈ 14
R1277	10,1	≈ 10
R1278	9,37	≈ 9

Tabela 6.2 – Valores de campo para magnetização e impedância.

Além disso, a histerese presente nas curvas de magnetização estática, também se manifesta nas curvas de magnetoimpedância.

Derivando a parte real (R) das medidas de impedância em relação a H , obtemos a sensibilidade para cada amostra. Na figura 6.17 temos a curva de sensibilidade para a amostra R1275, onde apresenta uma sensibilidade em módulo de $175,1 m\Omega/Oe$ para uma frequência de 1,11 GHz.

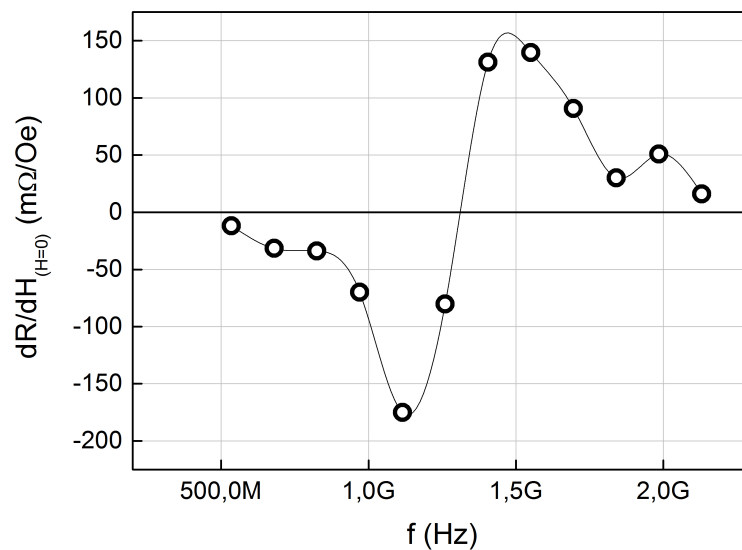


Figura 6.17 – Curva $\frac{dR}{dH}$ vs. f para R1275.

Na figura 6.18 a curva de sensibilidade para a amostra R1276, onde apresenta uma sensibilidade em módulo de $181,3 m\Omega/Oe$ para uma frequência de 1,11 GHz.

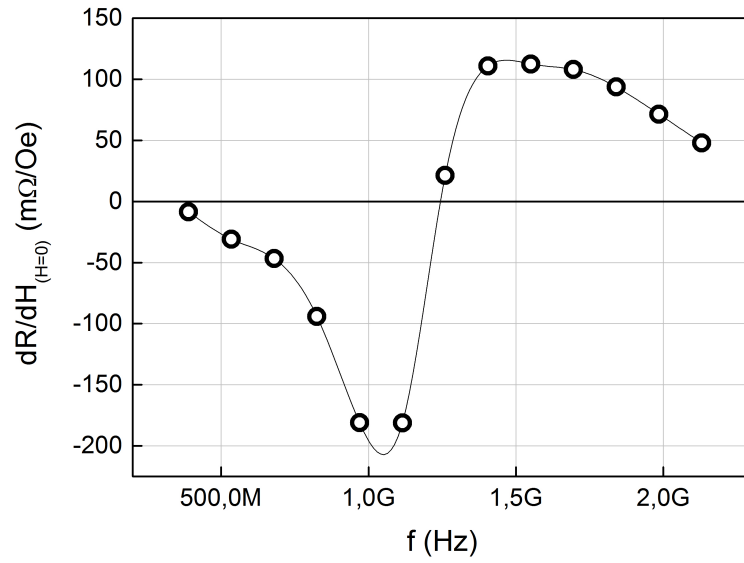


Figura 6.18 – Curva $\frac{dR}{dH}$ vs. f para R1276.

Na figura 6.19 temos a curva de sensibilidade para a amostra R1277, onde apresenta uma sensibilidade em módulo de $217,1 m\Omega/Oe$ para uma frequência de 825 MHz.

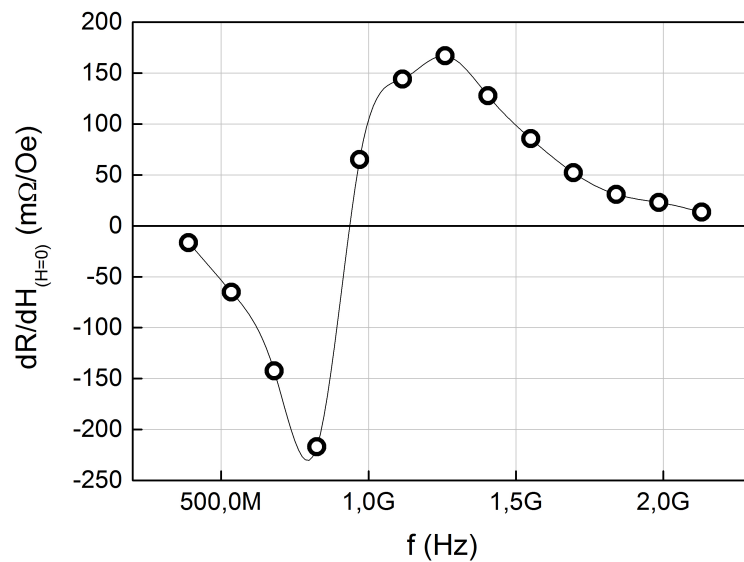


Figura 6.19 – Curva $\frac{dR}{dH}$ vs. f para R1277.

Na figura 6.20 temos a curva de sensibilidade para a amostra R1278, onde apresenta uma sensibilidade em módulo de $204,4 m\Omega/Oe$ para uma frequência de 680 MHz.

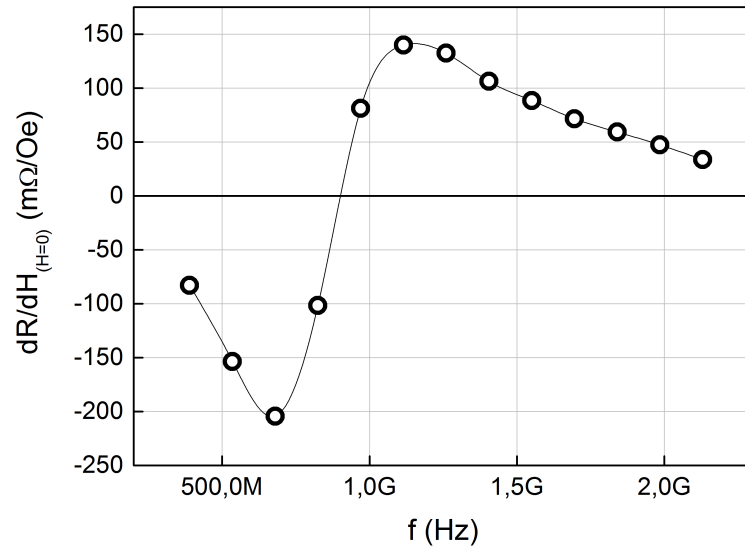


Figura 6.20 – Curva $\frac{dR}{dH}$ vs. f para R1278.

7 CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

Estudamos o comportamento magnético de amostras com multicamadas de NiFe/FeMn/Ta que apresentam o fenômeno de Exchange Bias (EB). As amostras foram produzidas por magnetron sputtering no LNC da UFRGS pelo professor Antonio Marcos Helgueira Andrade. As medidas de difração de raios-X, magnetização, e magnetoimpedância foram realizadas no LMMM da UFSM.

Tanto o NiFe quanto o FeMn crescem preferencialmente na direção [111]. Esta orientação prevalece na medida que as camadas são repetidas, formando as multicamadas. A intensidade dos picos aumenta conforme aumenta a espessura das amostras.

Em todas as amostras foi observado o deslocamento da curva de histerese magnética devido a ocorrência do fenômeno de Exchange Bias. Este deslocamento também é observado nas curvas de magnetoimpedância medidas a várias frequências diferentes, e é igual ao observado nas curvas de histerese magnética dentro da precisão experimental que temos na medida do campo magnético.

Este deslocamento faz com que a variação da impedância com o campo magnético aplicado seja aproximadamente linear na região próxima a $H = 0$. Definindo a sensibilidade como a taxa de variação da parte real da impedância com o campo magnético, obtemos valores acima de $200 \text{ m}\omega/Oe$ em frequências abaixo de 1 GHz. A sensibilidade máxima observada depende da espessura da camada de NiFe e do número de tricamadas.

Será importante dar continuidade a este trabalho, investigando amostras de diferentes espessuras e diferentes número de tricamadas. Estas amostras podem ser produzidas no LMMM em Santa Maria.

REFERÊNCIAS

- [1] *R&S ZVB Vector Network Analyzers - Quick Start Guide.*
- [2] M. M. ALLEGRANZA, O.; CHEN. Effect of substrate and antiferromagnetic films thickness. *Journal of Applied Physics*, 73:6218–6222, 1993.
- [3] E. BEACH, R. S.; BERKOWITZ. Giant magnetic field dependent impedance of amorphous ficosib wire. *Appl. Phys. Lett.*, 64:3652, 1994.
- [4] W. H. Meiklejohn; C. P. Bean. New magnetic anisotropy. *Physical Review*, 102(5):1413–1414, June 1956.
- [5] W. H. Meiklejohn; C. P. Bean. New magnetic anisotropy. *Physical Review*, 105(3):904–913, February 1957.
- [6] GREINER J.H. BERKOWITZ, A.E. Exchange anisotropy and strain interactions in the ni-nio system. *Journal of Applied Physics.*, 36:3330, 1965.
- [7] R.L. Sommer; C.L. Chien. *Appl. Phys. Lett*, 67:3346, 1995.
- [8] A. Yelon; D. Menard; M. Britel; P. Ciureanu. Calculation of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response era rigorously equivalent. *Appl. Phys. Lett*, 69:3084, 1996.
- [9] COEY, J. M. D. *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, 2009.
- [10] CULLITY, B. D. *Elements of X-Ray Diffraction*. ADDISON-WESLEY, 1956.
- [11] CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. *Introduction to Magnetic Materials*. Wiley, 2th edition, 2009.
- [12] R. B. da Silva; M. A. Corrêa; E. F. Silva; T. J. A. Mori; R. D. Della Pace; R. Dutra; A. D. C. Viegas; F. Bohn; and R. L. Sommer. Angular dependence of asymmetric magnetoimpedance in exchange biased nife/irmn multilayers. *Appl. Phys. Lett.*, 104(102405), 2014.
- [13] F.; DEMETER J.; PAREDIS K.; TEICHERT A.; STEITZ R.; BREMS S.; OPPERDOES B.; VAN HAESENDONCK C.; VANTOMME A.; FLEISCHMANN, C.; ALMEIDA and

- K. TEMST. The influence of interface roughness on the magnetic properties of exchange biased coo/fe thin films. *Journal of Applied Physics*, 107:1139071–1139077, 2010.
- [14] E.; FULCOMER and S. P CHARAP. Temperature and frequency dependence of exchange anisotropy effects in oxidized nife films. *Journal of Applied Physics*, 43:4184, 1972.
- [15] S. H. FULCOMER, E.; CHARAP. Thermal uctuation aftereffect model for some system witch ferromagnetic-antiferromagnetic coupling. *Journal of Applied Physics*, 43:4190–4199, 1972.
- [16] G.; JUDY J. H.; HAN, D.; ZHU and J. M. SIVERTSEN. Texture and surface/interface topological effects on the exchange and coercive fields of nife/nio bilayers. *Journal of Applied Physics*, 81(340), 1997.
- [17] A. Harres. Exchange bias em filmes policristalinos: estudo da importância dos spins de interface e de volume do antiferromagneto. Master's thesis, Programa de Pós-Graduação da UFRGS, 2011.
- [18] R; JOHNSON M. T.; ANN DE STEGGE J.; REINDERS A. JUNGBLUT, R.; COEHOORN. Orientational dependence of the biasing in molecular - bean - epitaxy - grow ni80fe20/fe50mn50 bilayers. *Journal of Applied Physics*, 75:6659–6664, 1994.
- [19] T. Kohzawa e H. Yoshida K. Mohri, K. Kawashima. *IEEE Trans. Magn.*, 29(2):1266, 1993.
- [20] R. L. KIM, J. V.; STAMPS. Histeresis from antiferromagnetic domain-wall processes in echange-biased systems: Magnetic defects and thermal effects. *Physics Review B*, 71:094405, 2005.
- [21] KITTEL, C. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. *Physical Review*, 73:155–161, 1948.
- [22] KITTEL, C. *Introduction to Solid State Physics*. Wiley, 7th edition, 1996.
- [23] Miguel Kiwi. Exchange bias theory. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 234:584–595, March 2001.
- [24] C. GÓMES-POLO; P. MARIN; M. VASQUEZ E A. HERNANDO. KNOBEL, M.; L. SÁNCHEZ. *J. Appl. Phys.*, 79:1646, 1996.

- [25] N. C. KOON. Calculations of exchange bias in thin films with ferromagnetic/ antiferromagnetic interfaces. *Physical Review Letters*, 78:4865–4868, 1997.
- [26] J. KOUVEL. A ferromagnetic-antiferromagnetic model for copper-manganise and related alloys. *Journal of Physics and Chemistry of Solids.*, 23:795, 1963.
- [27] L. Kraus. Theory og giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy. *J. Magn. Magn. Mater.*, 195:764–778, 1999.
- [28] L. KRAUS. Gmi modeling and material optimization. *Sensors Act. A*, 106(187), 2003.
- [29] E. M. LANDAU, L. D.; LIFSHITZ. *Electrodynamics of Continuous Media*. 1975.
- [30] M.; ROBERT S.; LENOBLE O.; SCHUHL A.; MALINOWSKI, G.; HEHN and P PANISSOD. Magnetic origin of enhanced top exchange biasing in py/irm/py multilayers. *Physical Review B*, 68:184404, 2003.
- [31] A. P. MALOZEMOFF. Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces. *Physical Review B*, 35:3679–3682, 1987.
- [32] H. C.; BAGUS P. S.; MAURI, D.; SIEGMANN and E KAY. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate. *Journal of Applied Physics*, 62:3047–3049, 1987.
- [33] W. H. Meiklejohn. Exchange anisotropy - a review. *Journal of Applied Physics*, 1962.
- [34] D. Ménard and A. Yelon. Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires. *Journal Appl. Phys.*, 88(1), 2000.
- [35] L. NÉEL. *Annals of Physics*, Volume 2., 1967.
- [36] S. et al. NICOLODI. Coper space thickness dependence of the exchange bias in irmn/cu/co ultrathin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 316:e97, 2007.
- [37] U. NOWAK. Domain state model for exchange bias. i. theory. *Physics Review B*, 66(1):014430, July 2002.
- [38] L.;VALLEJO-FERNANDEZ G. O’GRADY, K.; FERNANDEZ-OUTON. A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 322:883–899, 2010.

- [39] L. V. Panina and K. Mohri. Magneto-impedance effect in amorphous wires. *Appl. Phys. Lett.*, 65:1189, 1994.
- [40] K. I.; SHIN K. H. PARK, C. M.; MIN. Effect of surface topology and texture on exchange anisotropy in nife/cu/nife/femn spin valves. *Journal of Applied Physics*, 79, 1996.
- [41] H. Kronmuller; S. Parkin. *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. Wiley, 2007.
- [42] V. P. Nascimento M. A. Correa L. F. Schelp E. Baggio-Saitovitch R. B. da Silva, A. D. C. Viegas and R. L. Sommer. High frequency magnetoimpedance in nife / femn exchange biased multilayer. *Appl. Phys. Lett.*, 94, 2009.
- [43] M.T. Johnson Ch. Sauer P.J. van der Zaag A.R. Ball Th.G.S.M. Rijks J. aan de Stegge A Reinders. R. Jungblut, R. Coehoorn. Exchange bias in mbe-grown nife/femn bilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 148:300–306, 1995.
- [44] REZENDE, S. M. *Materiais e Dispositivos Eletrônicos*. Livraria da Física, 3 edition, 2012.
- [45] RIGUE, J. N. Anisotropias magnéticas em filmes finos de Co: Uma análise por magnetometria de torque. Master's thesis, Programa de PG em Física UFSM, 2010.
- [46] J.Nogués; Ivan K. Schuller. Exchange bias. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 192:203–232, 1999.
- [47] W. H. SHULTHESS, T. C.; BUTLER. Consequences of spin-flop coupling in exchange biased films. *Physical Review Letters*, 81(20):4516–4519, 1998.
- [48] R. D. STILES, M. D.; MCMICHAEL. Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnetic bilayers. *Physical Review B*, 59:3722–3733, 1999.
- [49] AMENT W. S.; RADO G. T. *Phys. Rev.*, 97, 1955.
- [50] A.E. Berkowitz; Kentaro Takano. Exchange anisotropy - a review. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200:552–570, March 1999.
- [51] A. Y. TAKEUCHI. Técnicas de medidas magnéticas. *Livraria da Física*, 2010.

- [52] WEISS, P. L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique. *Journal de Physique*, 6:661–690, 1907.
- [53] H. Zijlstra. A vibrating reed magnetometer for microscopic particles. *Rev. Sci. Instrum.*, 41:1241, 1970.