

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

Tássia Adriane Mallmann

DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO EM FILMES FINOS DE $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$

Santa Maria, RS
2021

Tássia Adriane Mallmann

DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO EM FILMES FINOS DE $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM), como requisito parcial para a obtenção do grau de **Mestre em Física**.

Orientador: Dr. Ricardo Barreto da Silva

Santa Maria, RS
2021

Mallmann, Tássia Adriane
DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO EM FILMES FINOS DE
Co₂₀Fe₆₀B₂₀ / Tássia Adriane Mallmann.- 2021.
79 p.; 30 cm

Orientador: Ricardo Barreto da Silva
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa
Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de
Pós-Graduação em Física, RS, 2021

1. Dinâmica da magnetização 2. Ressonância
ferromagnética 3. Filmes finos 4. . Spintrônica 5.
CoFeB I. Barreto da Silva, Ricardo II. Título.

Sistema de geração automática de ficha catalográfica da UFSM. Dados fornecidos pelo autor(a). Sob supervisão da Direção da Divisão de Processos Técnicos da Biblioteca Central. Bibliotecária responsável Paula Schoenfeldt Patta CRB 10/1728.

Declaro, TÁSSIA A DRIANE MALLMANN, para os devidos fins e sob as penas da lei, que a pesquisa constante neste trabalho de conclusão de curso (Dissertação) foi por mim elaborada e que as informações necessárias objeto de consulta em literatura e outras fontes estão devidamente referenciadas. Declaro, ainda, que este trabalho ou parte dele não foi apresentado anteriormente para obtenção de qualquer outro grau acadêmico, estando ciente de que a inveracidade da presente declaração poderá resultar na anulação da titulação pela Universidade, entre outras consequências legais .

Tássia Adriane Mallmann

DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO EM FILMES FINOS DE $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM), como requisito parcial para a obtenção do grau de **Mestre em Física**.

Aprovado em 28 de fevereiro de 2021:

Ricardo Barreto da Silva, Dr. (UFSM)
(Presidente/Orientador)

Alexandre Da Cas Viegas, Dr. (UFRGS)

Marcio Assolin Corrêa, Dr. (UFRN)

Agradecimentos

Agradeço a todos que contribuíram durante minha formação acadêmica. Começo a agradecer ao professor Ricardo pela orientação, ensinamentos e paciência, ao professor Alexandre pela colaboração na realização das medidas, aos demais professores, Lúcio, Marcos, Luiz, Artur e Thiago do Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos que contribuíram na minha formação durante este curso. Aos meus colegas, Angélica, Junara, Paula, Oreci, João, Rafael, Diego, Dieivase, Johny e Wagner pela amizade e auxílio quando preciso. Aos meus falecidos pais, Márcia e Adriano, pois sem eles não teria oportunidade de estudar. Ao meu companheiro Alex pelo incentivo.

Resumo

Dinâmica da magnetização em filmes amorfos de $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$

Autor: Tássia Adriane Mallmann

Orientador: Ricardo Barreto da Silva

Nesse trabalho, foi realizado um estudo da ressonância ferromagnética em filmes finos de $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ com diferentes espessuras, entre 100 e 2000 *nm*. As curvas de histerese foram obtidas via magnetometria de amostra vibrante e campo alternado. As amostras com espessuras entre 100 - 300 *nm*, apresentam uma anisotropia no plano, enquanto as amostras com espessuras entre 800 - 2000 *nm* são aproximadamente isotrópicas. As medidas de FMR foram obtidas com um analisador de rede vetorial e uma guia de onda do tipo microstripline. As componentes real e imaginária da impedância da guia, carregada com a amostra, foram medidas em frequências entre 0,5 - 5,0 *GHz*, com o campo magnético externo (± 350 *Oe*) paralelo ao plano dos filmes. As frequência de ressonância e as larguras de linha a meia altura foram obtidas ajustando as curvas de ΔR vs. *H* com a equação de uma curva Lorentziana simétrica. A dependência da frequência de ressonância com o campo externo aplicado foi ajustada com a relação de Kittel. Os valores obtidos para os campos de anisotropia estão de acordo com os valores extraídos das curvas de histerese, abaixo de 50 *Oe*. Os valores da magnetização de saturação, entre 1,27 e $1,40 \times 10^6$ *A/m*, são próximo aos valores encontrados na literatura. O coeficiente de amortecimento de Gilbert foi obtido de ajustes lineares das curvas de ΔH vs. *f*. As amostras mais finas exibem valores baixos de amortecimento, entre $2,5 \times 10^{-3}$ e $5,0 \times 10^{-3}$. O coeficiente é consideravelmente maior para as amostras de 800 *nm* ($12,4 \times 10^{-3}$) e 1600 *nm* ($18,8 \times 10^{-3}$). Os resultados obtidos mostram que é possível obter filmes finos de $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ com constante de amortecimento de Gilbert muito baixa sem nenhum tipo de tratamento pós deposição. Os valores baixos da constante de amortecimento e a facilidade de produção tornam esse material extremamente adequado para experimentos/aplicações envolvendo propagação de ondas de spin e injeção de correntes de spin por FMR.

Palavras-chave: Spintrônica, dinâmica da magnetização, ressonância ferromagnética, relaxação magnética, filme amorfos.

Abstract

Magnetization dynamics in $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ thin films

Author: Tássia Adriane Mallmann

Advisor: Ricardo Barreto da Silva

In this work, it was realized a ferromagnetic resonance investigation in $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ thin films with different thickness between 100 - 2000 nm. The hysteresis curves were obtained with a vibrating sample magnetometer. The samples with thickness between 100 - 300 nm present a weak in plane anisotropy, while the samples with thickness between 800 - 2000 nm are nearly isotropic. The ferromagnetic resonance measurements were performed with a vectorial network analyzer and a microstrip line. The impedance of the microstrip charged with the samples were measured from 0,5 up to 5,0 GHz, with an external magnetic field (± 350 Oe) applied parallel to the sample plane. The resonance frequencies and the line widths were obtained fitting a Lorentzian line shape to the ΔR vs. H experimental curves. The Kittel relation was used to fitting the f_r vs. H curves. The anisotropy fields values in the fits are in good agreement with those obtained from hysteresis curves ($H_k < 50$ Oe). The saturation magnetization values are accordingly the literature too. The Gilbert damping coefficients were obtained making linear fittings in the ΔH vs. f curves. The thinnest samples present very low damping values ($2,5 \times 10^{-3}$ - $5,0 \times 10^{-3}$), while in the thickest films (800 and 1600 nm) the values are bigger ($12,4 \times 10^{-3}$ and $18,8 \times 10^{-3}$). The results shown that is possible to obtain low Gilbert damping thin films without involve any post-deposition process. The low damping and easy deposition process make this material extremely useful to experiments and applications involving spin waves propagation and spin current injection by FMR.

Keywords: Spintronics, magnetization dynamics, ferromagnetic resonance, amorphous thin films

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Curvas de magnetização de monocristais de Fe, Ni e Co em função da direção de aplicação do campo magnético.	18
Figura 2.2 – (a) Dependência do campo coercivo com o tamanho de grão para diferentes ligas metálicas amorfas. (b)-(c) Imagem de microscopia eletrônica da estrutura microscópica de filmes nanocristalinos.....	19
Figura 2.3 – Representação esquemático do modelo da anisotropia aleatória para um sistema formado por grãos nanométricos distribuídos numa matriz amorfa magneticamente macia.	21
Figura 2.4 – (a) Configuração de campos cruzados num experimento de ressonância magnética. (b) Separação dos níveis de energia devido ao efeito Zeeman para um sistema eletrônico com $S = 1/2$. (c) Precessão do momento magnético m em torno do campo aplicado H	24
Figura 2.5 – Curvas típicas obtidas de um experimento de FMR.	25
Figura 2.6 – (a) Esquema de um experimento de FMR-VNA. (b) Exemplo representativo de dados obtidos numa medida de FMR-VNA a campo fixo. Nesse caso, os valores no eixo foram obtidos a partir das medidas do parâmetro S	29
Figura 3.1 – Diagrama do sistema de deposição do LMMM.	32
Figura 3.2 – Foto do equipamento de difração de raios-x do LMMM.....	33
Figura 3.3 – Medidas de DRX em filmes de $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ depositados sobre substratos silício (100) em diferentes temperaturas.	35
Figura 3.4 – Medidas de XRD e MFM para filmes de $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ tratados termicamente em diferentes temperaturas após a deposição.	35
Figura 3.5 – Ilustração da orientação do campo magnético durante uma medida de magnetização para o caso em que $\theta_H = 60^\circ$. Essa configuração é equivalente a aplicar o campo na direção $\theta'_H = 240^\circ$ ou $\theta''_H = -120^\circ$	36
Figura 3.6 – (a) Corte transversal de uma microstripline carregada com um filme fino. (b) Esquema representativo da microstripline utilizada nas medidas de FMR-VNA.	38
Figura 3.7 – Esquema do fluxo de sinais em um VNA com duas portas de teste.	38
Figura 3.8 – (a) Curvas experimentais de R e X vs. f , para alguns valores de campo, obtidas com o filme cuja espessura é de 100 nm. (b) Curvas de ΔR e ΔX vs. f para algumas valores de campo.	39

Figura 4.1 – (a)-(d) Medidas de refletividade de raios-x. (e)-(f) Gráficos de q vs. n .	42
Figura 4.2 –(a)-(b) Medidas de DRX para os dois conjuntos de amostras investigados nesse trabalho. As espessuras indicadas são as nominais.	45
Figura 4.3 – (a) Largura de linha a meia altura e posição angular do pico de difração. Os símbolos representam os dados experimentais e a linha em vermelho uma função Gaussiana. (b) Aproximação para determinação da largura de linha do pico de amplitude baixa em $2\theta \approx 42^\circ$.	47
Figura 4.4 – Curvas de histerese das amostras com espessuras de 100, 200, e 300 nm.	49
Figura 4.5 – Dependência angular da magnetização remanente e do campo coercivo para os filmes com espessuras entre 100 e 300 nm.	50
Figura 4.6 – Curvas de histerese das amostras de 800, 1200, 1600 e 2000 nm obtidas com o VSM do LAM.	54
Figura 4.7 – (a) Magnetização de saturação em função da espessura dos filmes de $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$. (b) Dependência da magnetização de saturação por unidade de área com a espessura.	55
Figura 4.8 – (a) Curvas de histerese para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$, as mesmas configurações de campo das medidas de impedância. (b)-(c) Curvas de R , X e Z vs. H para algumas frequências no regime ressonante para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (d)-(e) Curvas de R vs. H para frequências mais baixas ($f < 2,07$ GHz) para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. Resultados relativos ao filme de 100 nm.	57
Figura 4.9 – (a) Curvas de histerese para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (b)-(c) Curvas de R , X e Z vs. H para algumas frequências no regime ressonante para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (e)-(f) Curvas de R vs. H para frequências mais baixas ($f < 3,65$ GHz) para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. Resultados relativos ao filme de 200 nm.	59
Figura 4.10 – (a) Curvas de histerese para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (b)-(c) Curvas de R , X e Z vs. H para algumas frequências no regime ressonante para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (e)-(f) Curvas de R vs. H para frequências mais baixas para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. Resultados relativos ao filme de 300 nm.	60
Figura 4.11 – (a) Curvas de histerese para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (b)-(c) Curvas de R , X e Z vs. H para algumas frequências no regime ressonante para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (e)-(f) Curvas de R vs. H para frequências mais baixas ($f < 3,65$ GHz) para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. Resultados relativos ao filme de 800 nm.	62
Figura 4.12 – (a) Curvas de histerese para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (b)-(c) Curvas de R , X e Z vs. H para algumas frequências no regime ressonante para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (e)-(f)	

	Curvas de θ_H para frequências mais baixas ($f < 2,07$ GHz) para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. Resultados relativos ao filme de 1600 nm.	63
Figura 4.13 –	(a)-(d) Curvas de histerese para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (d)-(e) Curvas de R , X e Z vs. H para algumas frequências no regime ressonante para $\theta_H = 90^\circ$. (c)-(f) Curvas de R vs. H para frequências mais baixas ($f < 2,30$ GHz) $\theta_H = 90^\circ$. Resultados relativos aos filmes de 1200 e 2000 nm.	64
Figura 4.14 –	Curvas experimentais e teóricas de ΔR vs. H	67
Figura 4.15 –	Curvas experimentais e teóricas de f_r vs. H	69
Figura 4.16 –	Os símbolos pretos representam os dados extraídos dos ajustes das curvas de ΔR vs. H , enquanto que, as linhas em vermelho são ajustes lineares.	71

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 – Espessuras e taxas de deposição obtidas a partir das medidas de XRR.	43
Tabela 4.2 – Distância entre planos atômicos e posição angular dos picos de Bragg para as possíveis fases cristalográficas responsáveis pelos picos de difração observados nas medidas de RDX.	46
Tabela 4.3 – Posição angular e largura de linha a meia altura dos primeiros picos de difração ($2\theta_1 \approx 30.2^\circ$) dos difratogramas da figura 4.2(b) e tamanho de grão obtido com a equação 4.4.	48
Tabela 4.4 – Parâmetros extraídos das curvas de histerese para as amostras de 100, 200 e 300nm.	52
Tabela 4.5 – Valores do campo de saturação obtidos a partir das curvas de histerese para os filmes mais espessos (800 - 2000 nm).	54
Tabela 4.6 – Valores de M_s e H_k , obtidos das curvas de f_r vs. H e usando a relação de Kittel.	70
Tabela 4.7 – Valores de ΔH_0 e α , obtidos a partir das curvas de ΔH vs. f usando a equação 4.8.	72

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AF	Antiferromagnéticas
AGFM	Magnetômetro de Gradiente Alternado.
AGMI	Magnetoimpedância Gigante Assimétrica.
AMU	Anisotropia Magnética Uniaxial.
BOA	Anisotropia de Orientação das Ligações Químicas.
CPW	Guia de Onda Coplanar.
DRX	Difração de Raios-x.
EPR	Ressonância Paramagnética Eletrônica.
FM	Eletrodos Ferromagnéticos.
FMR	Ressonância Ferromagnética.
GMI	Magneto Impedância Gigante.
GMR	Magneto Resistência Gigante.
ISHE	Efeito Hall de Spin Inverso.
LAM	Laboratório de Magnetismo.
LMMM	Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos.
NMR	Ressonância Nuclear Magnética Nuclear.
PIMM	Magnetometria de Microondas por Pulso Indutivo.
POA	Anisotropia por Ordenamento de Pares.
SL	Técnica da Stripline.
STT	Transferência de Torque por Spin.
TMR	Magnetorresistência Túnel.
UFRGS	Universidade Federal do Rio Grande do Sul.
UFSM	Universidade Federal de Santa Maria.
VNA	Analisador de Rede Vetorial.
VSM	Magnetômetro de Amostra Vibrante.
XRR	Refletividade de Raio-X à Baixo Ângulo.

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	14
2. REVISÃO	17
2.1. ANISOTROPIA EM FILMES DE COFEB	17
2.2. CAMPO DE ANISOTROPIA	21
2.3. RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA	23
2.4. AMORTECIMENTO	27
2.5. FMR VIA VNA	28
3. PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS	30
3.1. SISTEMA DE DEPOSIÇÃO	30
3.2. DIFRAÇÃO DE RAIOS-X	33
3.3. MAGNETÔMETRO DE AMOSTRA VIBRANTE	36
3.4. SISTEMA DE MEDIDAS FMR-VNA	37
4. RESULTADOS E DISCUSSÕES	41
4.1. REFLETIVIDADE DE RAIOS-X (RRX)	41
4.2. DIFRAÇÃO DE RAIOS-X (DRX)	44
4.3. CURVAS DE HISTERESE	48
4.4. CURVAS DE Z vs. H	56
4.5. CURVAS DE ΔR vs. H	65
4.6. CURVAS DE f_r vs. H E ΔH vs. f	68
5. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS	73
6. REFERÊNCIAS	75

1. INTRODUÇÃO

Filmes finos de CoFeB são os eletrodos ferromagnéticos (FM) mais utilizados em junções túnel magnéticas e, combinados com barreiras de MgO, exibem os maiores valores de magnetorresistência túnel (TMR) (IKEDA et al., 2008). Além disso, são considerados extremamente promissores para aplicações em dispositivos spintrônicos devido à estreita largura de linha na ressonância ferromagnética (FMR) e por serem considerados um sistema padrão no estudo dos processos de amortecimentos na precessão da magnetização. Entender e controlar o fenômenos da relaxação magnética em sistemas nanoestruturados é um ponto crucial para melhor o desempenho de dispositivos spintrônicos trabalhando num regime de alta frequência (JHAJHRIA; PANDYA; CHAUDHARY, 2008).

Além disso, filmes finos de CoFeB encontram aplicações em dispositivos spintrônicos onde a inversão rápida da magnetização se faz necessário, o que reforça o interesse na resposta dinâmica da magnetização, bem como, no controle e ajuste das propriedades de amortecimento desses materiais (LIU et al., 2011). Por exemplo, em dispositivos baseados na transferência de torque por spin (STT) (BERGER, 1996), a constante de amortecimento da camada livre determina a corrente de inversão da magnetização. Em memórias de acesso aleatório baseadas em STT, quanto menor a constante de amortecimento, menor o consumo energético. Em cabeçotes de leitura baseados na TMR, o ruído termo-magnético é proporcional ao amortecimento, o que afeta a relação sinal ruído do dispositivo (SMITH; ARNETT, 2001). Já, em sensores do tipo GMR (magneto resistência gigante), com corrente perpendicular ao plano, uma constante de amortecimento mais alta melhora a estabilidade térmica (MAAT et al., 2008).

Apesar da quantidade de publicações a respeito das propriedades dinâmicas de filme finos de CoFeB (BILZER et al., 2006; IKEDA et al., 2010; WORLEDGE et al., 2011) são poucos os trabalho que estudam filmes com mais de 50 nm de espessura, que podem ser extremamente úteis quando combinados com camadas antiferromagnéticas (AF) em dispositivos sensores baseados na magnetoimpedância gigante assimétrica (AGMI) (DA SILVA et al., 2014) e como camadas injetoras de corrente de spin em coletores de energia baseados no efeito Hall de spin inverso (ISHE) (GARCIA et al., 2017), por exemplo.

Por outro lado, ressonância ferromagnética é uma técnica versátil e frequentemente utilizada para estudo das anisotropias, magnetização de saturação e fenômenos de relaxação em filmes e multicamdas magnéticas (O'DELL et al., 2019). Nesse trabalho, foi realizado um estudo da FMR em filmes finos de $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ crescidos via magnetron sputtering. Dois

conjuntos de amostras, com espessuras de 100 - 300 nm e 800 - 2000 nm, foram produzidos. Os filmes foram depositados sobre substratos de vidro, sem aplicação de campo e com o substrato se movendo com velocidade constante sobre o canhão. As medidas de XRD indicam que os filmes são amorfos ou compostos por nanocristais com tamanho de grão $D = 1,3 - 3,2$ nm. As propriedades magnéticas estáticas foram aferidas via curvas de histerese obtidas via magnetometria de amostra vibrante. As amostras mais finas (100 - 300 nm), apresentam uma anisotropia no plano, fraca, mas, bem definida, enquanto as amostras mais grossas (800 - 2000 nm) são praticamente isotrópicas. As propriedades dinâmicas dos filmes foram investigadas a partir de medidas de impedância obtidas com um analisador de rede vetorial (VNA) e uma guia de onda do tipo microstripline. Na configuração experimental utilizada a amostra é inserida no entre os planos da microstripline, perturbando às características eletromagnéticas da guia de onda. As componentes real e imaginária da impedância da guia foram medidas em frequências entre 0,5 e 5,0 GHz, com o campo externo (± 350 Oe), aplicado paralelamente ao plano da amostra. As amostras medidas foram cortadas com dimensões de $\sim 4 \times 3$ mm², de forma que, duas configurações de campo, paralelo e perpendicular a uma direção de referência, ao longo do maior comprimento, foram medidas. Após a calibração padrão do VNA, o plano de calibração foi estendido ajustando o valor comprimento elétrico de acordo com a distância física ($\ell \approx 14$ mm) entre o plano de calibração e o ponto de contato entre o pino do conector SMA e a amostra.

Os dados referentes a frequência de ressonância (f_r) e largura de linha a meia altura (ΔH) foram obtidos ajustando as curvas de ΔR vs. H , onde R é a componente real da impedância medida, com a equação de uma curva Lorentziana simétrica, $L = \Delta H^2 / [(H - H_r)^2 + \Delta H^2]$, onde H_r é o campo ressonante e H é o campo externo aplicado com a bobina de Helmholtz.. A dependência da frequência de ressonância com o campo aplicado foi bem ajustada usando a relação de Kittel para amostras planas. Os valores dos campos de anisotropia (H_k) usados nesses ajustes estão de acordo com os valores extraídos das curvas de histerese, abaixo de 50 Oe. Os valores da magnetização de saturação extraídos dos ajustes, entre 1,27 e 1,40 MA/m (WILLARD et al., 1998), estão de acordo com os valores encontrados na literatura (O'DELL et al., 2019). A largura de linha extrínseca ΔH_0 (broadening linewidth) e o coeficiente de amortecimento de Gilbert (α) foram obtidos a partir de ajustes lineares das curvas de ΔH vs. f usando a equação fenomenológica $\Delta H = \Delta H_0 + 2\pi\alpha/\gamma$. Os valores obtidos para ΔH_0 , abaixo de 8 Oe, estão de acordo com os valores encontrados na literatura para filmes com a mesma composição (BELMEGUENAI et al., 2018a). A resposta linear da largura de linha persiste por todo

intervalo de frequência, indicando que é possível excluir mecanismos extrínsecos de dissipação de energia como espalhamento de magnons (LI et al., 2019). Em relação ao coeficiente de amortecimento de Gilbert, as amostras mais finas, com espessuras entre 100 e 300 nm, exibem valores entre $2,5$ e $5,0 \times 10^{-3}$. O coeficiente é consideravelmente maior para as amostras de 800 e 1600 nm, $\alpha = 12,4 \times 10^{-3}$ e $18,8 \times 10^{-3}$, respectivamente. Os valores do coeficiente de Gilbert, para as amostras mais finas, podem ser considerados baixos. Por exemplo, os valores são tão baixos quanto o valor obtido com um filme amorfo de $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ de 75 nm ($4,2 \times 10^{-3}$) (CONCA et al., 2013), são menores do que o valor obtido para um filme de *permalloy* ($7,0 \times 10^{-3}$) (OOGAANE et al., 2006) e são comparáveis aos obtidos com filme epitaxiais de $\text{Co}_2\text{Fe}_{0,4}\text{Mn}_{0,6}\text{Si}$ ($3,0 \times 10^{-3}$) (KUBOTA et al., 2009). Em suma, os resultados obtidos mostram que é possível obter filmes finos de $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ com valores muito baixos para a constante de amortecimento de Gilbert sem nenhum tipo de tratamento térmico pós-deposição, nem aplicação de campo magnético durante a deposição. O valor baixo da constante de amortecimento e a facilidade de produção, fazem esse tipo material extremamente adequado para aplicações onde o amortecimento fraco seja uma vantagem, como experimentos/aplicações envolvendo propagação de ondas de spin e injeção de correntes de spin por FMR. No capítulo seguinte é feita uma revisão dos principais conceitos físicos utilizados nesse trabalho.

2. REVISÃO

Nesse capítulo serão discutidas algumas características dos filmes amorfos de CoFeB, com ênfase na questão da anisotropia e do campo de anisotropia. Também serão abordadas as principais características da ressonância ferromagnética, com ênfase nos processos de relaxação. Por fim, a técnica de medir FMR usando um analisador de rede vetorial é discutida.

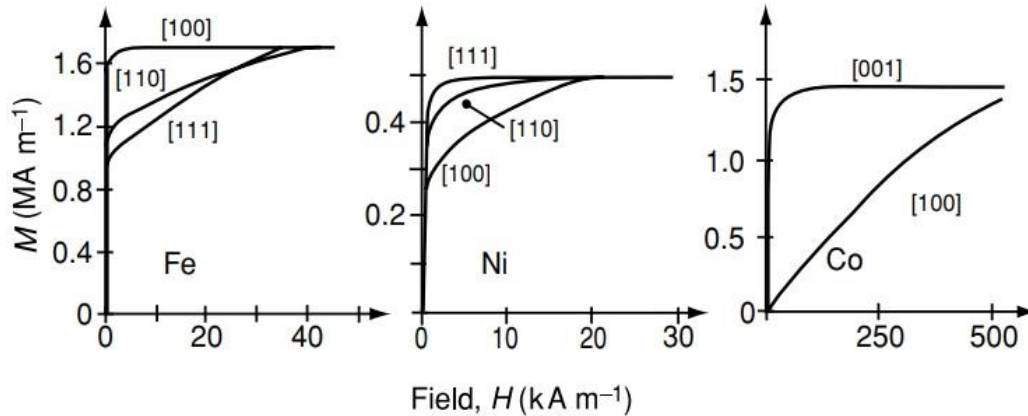
2.1. ANISOTROPIA EM FILMES DE COFEB

Uma importante propriedade dos materiais ferromagnéticos é a forma da curva de magnetização (ou curva de histerese). As características dessa curva indicam, por exemplo, se a amostra é magneticamente macia ou dura. O fator determinante na forma da curva de magnetização é a anisotropia magnética. Esse termo significa que as propriedades magnéticas de uma amostra dependem da direção na qual elas são medidas. Os diferentes tipos de anisotropia são, geralmente, classificados como: (i) anisotropia magnetocristalina – devido à estrutura cristalográfica do material, (ii) anisotropia magnetostática, devido à forma, (iii) anisotropia magnetoelástica – devido às tensões mecânicas microestruturais e efeitos magnetostriictivos, (iv) anisotropia induzida – via tratamento térmico, deposição em campo, deformação ou irradiação, e (v) anisotropia de troca (exchange anisotropy) – devido ao acoplamento ferro ou antiferromagnético entre diferentes camadas magnéticas adjacentes. O balanço energético entre as energias de anisotropia determina a estrutura de domínios e, conseqüentemente, o comportamento magnético da amostra.

Embora a classificação acima seja comumente usada, de fato, apenas a anisotropia magnetocristalina é uma característica intrínseca do material, as demais são todas extrínsecas ou induzidas. Para ilustrar a dependência dos processos de magnetização com as anisotropias, a figura 2.1 mostra curvas de histerese obtidas com monocristais dos elementos de transição ferromagnéticos com o campo aplicado ao longo de diferentes direções cristalográficas. Para o ferro cúbico, as direções $\langle 100 \rangle$, ao longo das hastes laterais do cubo, são direções de fácil magnetização, e as direções diagonais $\langle 111 \rangle$ são direções duras para a magnetização. Para o níquel, a situação é oposta à do ferro. Para o cobalto hexagonal, a direção $[001]$ do eixo principal é a única direção de fácil magnetização. Quando a amostra apresenta apenas um eixo fácil, a anisotropia é denominada uniaxial, e a energia magnética só depende do ângulo θ entre a magnetização e a direção da anisotropia (ou do campo de anisotropia). Anisotropia uniaxial é

um requisito necessário, por exemplo, para ímãs permanentes e dispositivos de inversão rápida da magnetização, tais como válvulas de spin e junções túnel.

Figura 2.1 – Curvas de magnetização de monocristais de Fe, Ni e Co em função da direção de aplicação do campo magnético.



Fonte: Extraído da referência (COEY, 2009).

A tendência da magnetização de ficar orientada ao longo de um eixo fácil é representada, geralmente, pela densidade de energia de anisotropia (COEY, 2009, CULLITY, 2008):

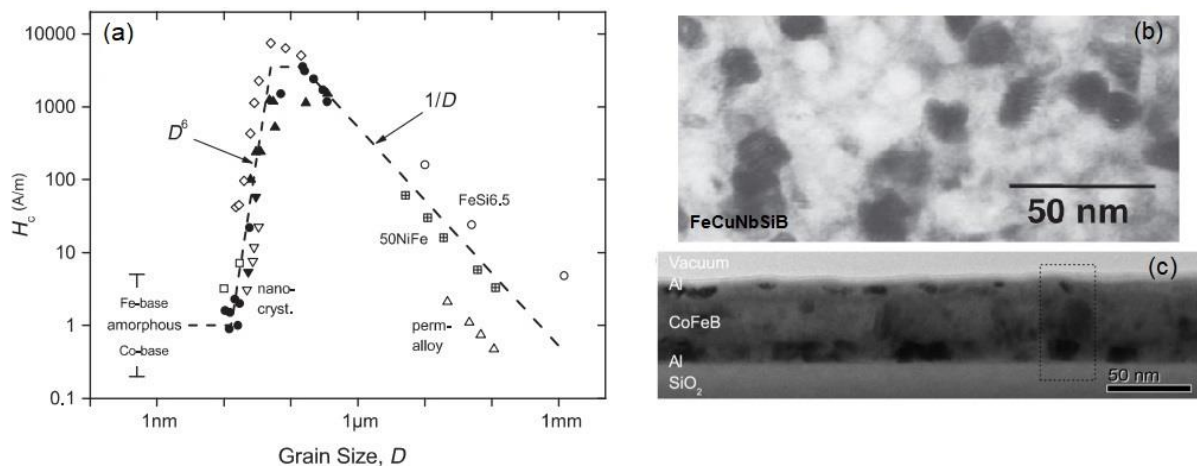
$$E_a = K_{ef} \sin^2 \theta, \quad \text{Eq. (2.1)}$$

sendo θ o ângulo entre a magnetização \mathbf{M} e o eixo de anisotropia (eixo fácil) e K_{ef} a constante de anisotropia efetiva, medida, no SI, em J/m^3 . A constante de anisotropia é uma medida da densidade de energia necessária para tirar a magnetização da sua orientação energeticamente preferida, ao longo do eixo fácil. Nessa expressão fenomenológica, a anisotropia efetiva é resultado da competição entre os diferentes tipos de anisotropia presentes no sistema. Em filmes ultrafinos, com espessuras menores do que ~ 1 nm, por exemplo, uma contribuição de superfície deve ser levada em conta (COEY, 2009), além das contribuições magnetocristalina, magnetostática, magnetoelástica e induzidas.

Filmes de CoFeB depositados por sputtering são, em geral, amorfos (CHEN, 2012, O'DELL, 2011, LAVRIJSEN, 2011). Sua microestrutura é caracterizada pela ausência de uma ordem atômica de longo alcance, exibindo apenas uma ordem de curto alcance, com um comprimento de correlação estrutural D (tamanho de grão) da ordem das distâncias interatômicas ($D < \sim 5$ nm). Filmes magnéticos nanocristalinos macios são inicialmente amorfos, a estrutura nanocristalina ou macrocristalina, nesses casos, é induzida via tratamento térmico pós deposição em temperaturas acima da temperatura de cristalização. A figura 2.2(a) ilustra o comportamento do campo coercivo com o tamanho de grão para uma série de ligas

magnéticas metálicas amorfas. Os dados resumem o comportamento para todo o intervalo de comprimentos de correlação estrutural, das distâncias interatômicas, em amorfos com tamanho de grão na região dos nanômetros, até grãos com tamanho micrométricos. A dependência com D^{-1} na região micrométrica reflete a regra de que um comportamento magneticamente macio está atrelado a presença de grãos cristalinos muito grandes ($D > 100 \mu\text{m}$). Os resultados também mostram que campos coercivos muito baixos são novamente obtidos para valores menores de D , como em ligas amorfas com tamanho de grão da ordem das distâncias interatômicas ($D < \sim 5\text{nm}$) e em ligas nanocristalinas com tamanho de grão $D < \sim 20 \text{ nm}$. A imagem de microscopia eletrônica de transmissão na figura 2.2(b) mostra a estrutura de uma amostra de FeCuNbSiB formada por grãos de FeSi distribuídos numa matriz amorfa de FeNbB. A figura 2.2(c) mostra imagem similar para o caso de um filme de CoFeB tratado termicamente a uma temperatura de $450 \text{ }^\circ\text{C}$.

Figura 2.2 – (a) Dependência do campo coercivo com o tamanho de grão para diferentes ligas metálicas amorfas. (b)-(c) Imagem de microscopia eletrônica da estrutura microscópica de filmes nanocristalinos.



Fonte: Figuras (a) e (b) extraídas da referência (HERZER, 2013). Figura (c) extraída/adaptada da referência (LAVRIJSEN, 2011).

Em filmes amorfos e nano-cristalinos ($D < \sim 5 \text{ nm}$) a anisotropia efetiva é majoritariamente determinada pela anisotropia magneto-cristalina, relacionada a estrutura local dos grãos. A microestrutura em questão, nanocristais distribuídos numa matriz amorfa, leva a uma distribuição de eixos fáceis cujas orientações variam de grão para grão, na escala do comprimento de correlação estrutural ($D < \sim 20\text{nm}$). Quando essa variação ocorre numa escala muito maior ($D > \sim 100 \text{ nm}$), como em filmes policristalinos convencionais, a magnetização segue a orientação local dos eixos fáceis dos grãos. No caso dos nanocristais, entretanto, a

interação de troca ferromagnética entre grãos é dominante, forçando os momentos magnéticos a alinharem-se paralelamente e impedindo a magnetização de se alinhar com o eixo de anisotropia dos nanogrãos. Como consequência, a anisotropia efetiva será uma média das anisotropias de cada cristalito, sendo, por isso, consideravelmente reduzida em magnitude, quando comparada com a anisotropia local de um grão individual. Assim, em filmes magnéticos macios, amorfos ou nanocristalinos, a microestrutura magnética é caracterizada por uma distribuição aleatória de eixos de anisotropia cujas orientações variam numa escala atômica no caso de metais amorfos ou numa escala de $\sim 5 - 20 \text{ nm}$ no caso de filmes nanocristalinos típicos (LAVRIJSEN et al., 2011).

A maciez magnética de filmes metálicos amorfos ou nanocristalinos é geralmente explicada pelo modelo da anisotropia aleatória, segundo o qual, a desordem estrutural da fase amorfa/nanocristalina leva a uma distribuição de eixos de anisotropia. A orientação desses eixos varia aleatoriamente na escala do tamanho de grão, que depende da anisotropia local (K_L). As propriedades macias originam-se com a supressão dessa anisotropia local devido a interações de troca ferromagnéticas entre os grãos. A supressão dos efeitos da anisotropia local ocorre quando $D < L_{ex}$, sendo L_{ex} o comprimento de troca ferromagnético (HERZER, 2005):

$$L_{ex} = \varphi_0 \sqrt{\frac{A}{|K_L|}} \quad \text{Eq. (2.2)}$$

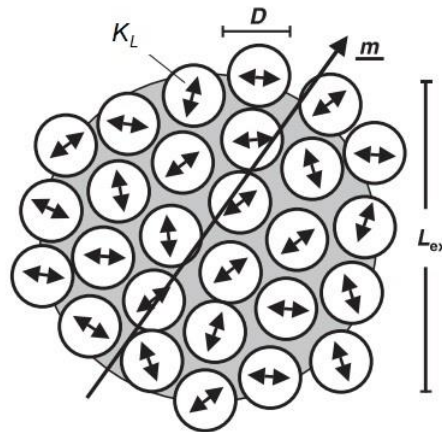
sendo A a constante de rigidez de troca (exchange stiffness constant) e φ_0 uma constante de proporcionalidade da ordem da unidade. Para ligas metálicas a base de ferro, como são os filmes desse trabalho, o comprimento de troca ferromagnético varia entre $L_{ex} = 20 - 40 \text{ nm}$. Ou seja, tanto ligas amorfas quanto nanocristalinas se enquadram nesse regime, se $D < L_{ex}$. Para essas ligas, a anisotropia magneto-cristalina média varia de acordo com a relação (HERZER, 2005):

$$\langle K \rangle = |K_\ell| \chi^2 \left(\frac{D}{L_{ex}} \right)^6 \quad \text{Eq. (2.3)}$$

Sendo χ a fração do volume cristalino na amostra. Assim, na fase amorfa/nanocristalina, $D < L_{ex}$, a anisotropia magnética média é consideravelmente menor do que a anisotropia local e a amostra é magneticamente macia. Quando uma fase cristalina é induzida via tratamento térmico, o tamanho de grão aumenta consideravelmente, bem como, o volume cristalino da amostra, de forma que, nessa condição, $D > L_{ex}$, a anisotropia média cresce e amostra se torna magneticamente dura. A figura 2.3 ilustra o modelo da anisotropia aleatória para nanogrãos cristalinos distribuídos numa matriz amorfa magneticamente macia. As setas duplas representam os eixos de anisotropia aleatoriamente orientados dos cristalitos. A área em cinza

representa o volume de correlação ferromagnética, determinado pelo comprimento de troca L_{ex} , dentro do qual a orientação da magnetização resultante \underline{m} é constante.

Figura 2.3 – Representação esquemático do modelo da anisotropia aleatória para um sistema formado por grãos nanométricos distribuídos numa matriz amorfa magneticamente macia.



Fonte: Extraído da referência (HERZER, 2013).

Em filmes amorfos/nanocristalinos reais, entretanto, a resposta magnética depende de outras contribuições para a anisotropia efetiva, tais como, da anisotropia magneto-elástica e das anisotropias induzidas, as quais são uniformes em uma escala muito maior do que a do comprimento de correlação estrutural (HERZER, 2005). Essas anisotropias de longo alcance, em última análise, determinam as propriedades magnéticas em ligas amorfas/nanocristalinas, para as quais, de acordo com a equação 2.3, a anisotropia magnetocristalina média tende a tornar-se desprezível quando $D < L_{ex}$.

2.2. CAMPO DE ANISOTROPIA

As forças de anisotropia que mantêm a magnetização espontânea de um domínio magnético ao longo de uma direção preferencial podem ser representadas em termos do campo de anisotropia. Para qualquer desvio da magnetização para fora do eixo fácil, a anisotropia atua como um campo tentando manter a magnetização ao longo desse eixo. Esse campo é chamado de campo de anisotropia e representado por H_k .

Em termos de orientação, o campo de anisotropia é considerado paralelo ao eixo de fácil magnetização, na ausência de um campo magnético os spins possuem uma orientação preferencial a qual minimiza a energia entre eles e os momentos magnéticos orbitais, esta direção cristalográfica se chama eixo de fácil magnetização. No caso de uma amostra plana com

anisotropia uniaxial no plano, o campo de anisotropia pode ser determinado considerando o torque gerado por ele quando a magnetização sofre uma rotação θ . Em termos do campo de anisotropia

$$\tau = M_S H_K \sin\theta, \quad \text{Eq. (2.4)}$$

ou simplesmente,

$$\tau = M_S H_K \theta, \quad \text{Eq. (2.5)}$$

se θ for suficientemente pequeno. Em termos da energia magnética do sistema, desprezando os termos de ordem superior, podemos escrever o torque como

$$\tau = \frac{dE}{d\theta} = \frac{d(K_1 \sin^2\theta)}{d\theta} = 2K_1 \sin\theta \cos\theta = K_1 \sin 2\theta, \quad \text{Eq. (2.6)}$$

ou simplesmente,

$$\tau = 2K_1 \theta \quad \text{Eq. (2.7)}$$

se θ for suficientemente pequeno. Comparando as duas expressões acima, não é difícil ver que:

$$H_K = \frac{2K_1}{M_S} \quad (\text{CGS}) \quad \text{ou} \quad H_k = \frac{2K_1}{\mu_0 M_S} \quad (\text{SI}), \quad \text{Eq. (2.8)}$$

sendo K_1 a constante de anisotropia e M_S a magnetização de saturação (CULLITY; GRAHAM, 2009).

Por outro lado, a energia magnética total do sistema uniaxial plano pode ser escrita como

$$E_a = K_1 \sin^2\theta - M_S H \cos(90^\circ - \theta) \quad \text{Eq. (2.9)}$$

sendo o primeiro termo dessa equação a energia de anisotropia uniaxial e o segundo a energia potencial magnética (ou energia Zeemann), θ é o ângulo entre a magnetização e campo de anisotropia e $\varphi = 90^\circ - \theta$ é o ângulo entre a magnetização e o campo externo. Aplicando a condição de mínimo para a energia magnética total, $\tau = dE/d\theta = 0$, chega-se a equação

$$2K_1 \sin\theta \cos\theta - M_S H \cos\theta = 0. \quad \text{Eq. (2.10)}$$

Combinando essa equação com $M = M_S \cos(90^\circ - \theta)$, e eliminando θ das duas, chega-se à

$$H = \frac{2K_1}{M_S} \left(\frac{M}{M_S} \right) \quad \text{Eq. (2.11)}$$

que dá o campo necessário para levar a magnetização da amostra a certo grau de orientação. Se o campo for aplicado na direção perpendicular ao eixo fácil e for suficientemente intenso para levar a amostra a saturação magnética, ou seja, $M/M_S = 1$, a equação acima torna-se:

$$H = \frac{2K_1}{M_S}. \quad \text{Eq. (2.12)}$$

Assim, para sistemas uniaxiais, o campo de anisotropia tem um significado adicional, ele é campo necessário para fazer a magnetização superar as forças de anisotropia e girar integralmente 90° em relação ao eixo fácil (CULLITY; GRAHAM, 2009).

2.3. RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA

Efeitos de ressonância magnética podem ser observados quando, devido a influência de um campo magnético estático, os níveis de energia de sistemas eletrônicos ou nucleares quantizados sofrem o que se chama de separação Zeeman (*Zeeman split*). Nessa condição o sistema pode absorver energia de um campo magnético oscilante em frequências precisamente definidas que correspondem às diferenças de energia entre os níveis disponíveis. Na ressonância paramagnética eletrônica (EPR), o sistema ressonante é um conjunto de íons com spins eletrônicos não pareados; na ressonância magnética nuclear (NMR), são os momentos magnéticos nucleares que oscilam em frequências relativamente baixas; enquanto que, num experimento de FMR (ressonância ferromagnética), é o sistema de momentos magnéticos orientados que absorve radiação. Experimentalmente um campo magnético uniforme é aplicado sobre a amostra ao longo de uma direção z , enquanto que, um campo alternado $b_x = b_0 \cos \omega t$ é aplicado numa direção (ou plano) perpendicular a z . A figura 2.4(a) mostra a configuração de campos num experimento típico de ressonância magnética. Nenhuma ressonância ocorre se o campo alternado for paralelo ao campo estático (COEY, 2009).

Para entender a FMR considere o caso mais simples de um momento magnético \mathbf{m} . A interação Zeeman entre o momento magnético e um campo externo (\mathbf{H}) é representada pelo Hamiltoniano

$$\mathcal{H}_z = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{H} = -\gamma \hbar H S_z \quad \text{Eq. (2.13)}$$

cujos autovalores são um conjunto de níveis de energia igualmente espaçados

$$\varepsilon_i = -\gamma \hbar H M_S \quad (M_S = S, S-1, \dots, -S), \quad \text{Eq. (2.14)}$$

sendo o espaçamento entres níveis

$$\Delta \varepsilon = \gamma \hbar H \quad \text{Eq. (2.15)}$$

sendo a constante γ a razão giromagnética, medida em Hz/T . O valor de γ para um elétron livre é $\gamma = -(ge/2m_e) = 176,1 \times 10^9 \text{ Hz/T}$, sendo $g = 2,0023$ o fator g para o elétron. A figura 2.4(b) ilustra a situação para um sistema eletrônico com $S = 1/2$. Transições dipolares entre níveis adjacentes ocorrem quando a frequência da radiação satisfaz a condição

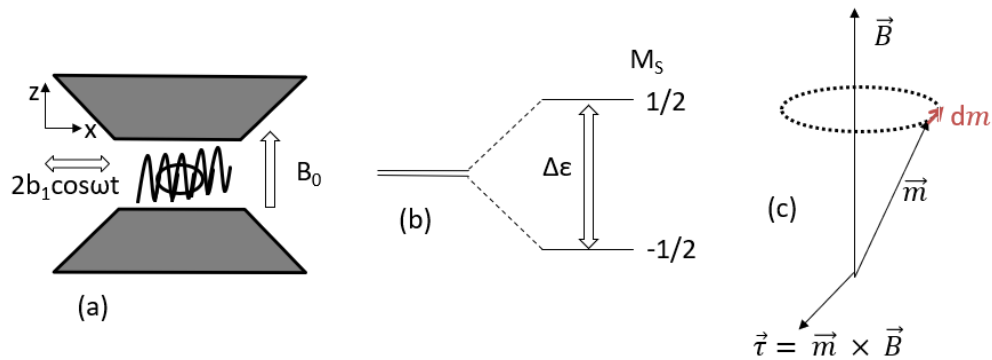
$$\Delta\varepsilon = \hbar\omega_0. \quad \text{Eq. (2.16)}$$

Comparando as duas equações acima, chega-se a condição de ressonância:

$$\omega_0 = \gamma H. \quad \text{Eq. (2.17)}$$

A equação acima é conhecida como equação de Larmor. Ela indica que um sistema ferromagnético em um campo magnético uniforme \mathbf{H} absorve radiação em frequências precisamente definidas pela equação de Larmor. Em sistemas ferromagnéticos anisotrópicos, é possível observar os efeitos ressonantes mesmo quando $H = 0$, devido a presença do campo de anisotropia (KITTEL, 1947).

Figura 2.4 – (a) Configuração de campos cruzados num experimento de ressonância magnética. (b) Separação dos níveis de energia devido ao efeito Zeeman para um sistema eletrônico com $S = 1/2$. (c) Precessão do momento magnético \mathbf{m} em torno do campo aplicado \mathbf{H} .



Fonte: A autora.

Por outro lado, o torque que o campo externo exerce sobre o momento magnético é

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{m} \times \mathbf{H}. \quad \text{Eq. (2.18)}$$

Como o torque é igual a taxa de variação do momento angular e $\mathbf{m} = \gamma\mathbf{L}$,

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \gamma \frac{d\mathbf{L}}{dt} = \gamma\boldsymbol{\tau}. \quad \text{Eq. (2.19)}$$

Assim, a equação do movimento para o momento magnético é:

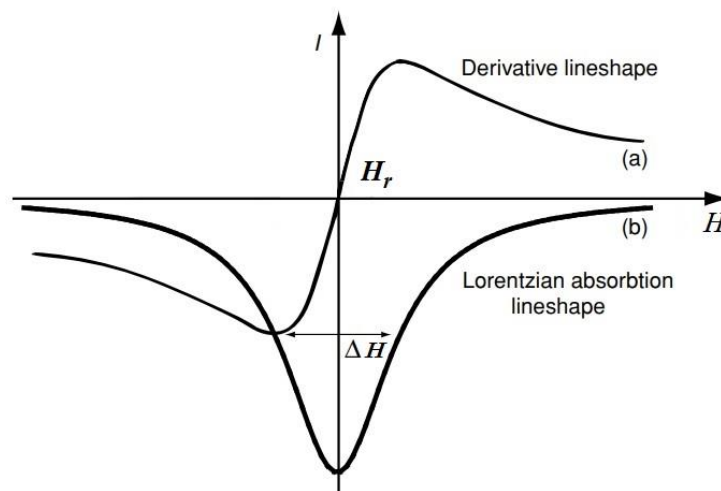
$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H}. \quad \text{Eq. (2.20)}$$

A equação acima mostra que $d\mathbf{m}/dt$ é um vetor perpendicular ao plano definido por \mathbf{m} e \mathbf{H} , ou seja, o momento magnético faz um movimento de precessão em torno do campo \mathbf{H} com uma frequência $\omega_0 = \gamma H$ e a ressonância ocorre quando a frequência do campo magnético oscilante

é igual a frequência de precessão de Larmor. A figura 2.4(c) ilustra o movimento de precessão do momento magnético em torno do campo aplicado.

Num experimento de FMR (ressonância ferromagnética) é o sistema de momentos magnéticos orientados que absorve radiação. Para o spin do elétron, $f_L/H = 28,02 \text{ GHz/T}$. Isso indica que, em campos ordinários a FMR ocorre na região das microondas. Por exemplo, o campo de ressonância para microondas da banda-X (9 GHz), é de aproximadamente 300 mT. Na figura 2.5 é possível observar um exemplo do sinal de FMR. O traço medido (derivative lineshape) é a taxa de absorção da radiação em função do campo. A linha de absorção (Lorentzian absorption lineshape) é obtida a partir da integração do sinal medido.

Figura 2.5 – Curvas típicas obtidas de um experimento de FMR.



Fonte: Adaptada da referência (COEY, 2009).

Os parâmetros obtidos da linha de absorção acima são a intensidade da ressonância, o campo de ressonância H_r e a largura de linha a meia altura ΔH (full width half maximum). Como a ressonância da cavidade é extremamente aguda, a largura de linha é determinada unicamente pela amostra (KIRK et al., 2009).

A condição de ressonância ferromagnética pode ser obtida considerando uma amostra magnética na forma de um elipsoide, com eixos principais paralelos aos eixos x , y e z de um sistema de referência cartesiano. Assumindo que o campo externo é aplicado na direção z ($H_z = H$), e o campo alternado na direção x ($H_x = h e^{i\omega t}$), os valores efetivos das componentes do campo magnético no interior da amostra, levando em conta o campo desmagnetizante, são:

$$H_x^i = H_x - N_x M_x; H_y^i = -N_x M_y; H_z^i = H_z - N_z M_z \quad \text{Eq. (2.21)}$$

onde N_x , N_y , e N_z , são os fatores desmagnetizante. Usando esses campos internos para resolver a equação do movimento chega-se as seguintes equações para a taxa de variação das componentes da magnetização:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma[H_z + (N_y - N_z)M_z]M_y, \quad \text{Eq. (2.22)}$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma[M_z H_x - (N_x - N_z)M_x M_z - M_x H_z], \quad \text{Eq. (2.23)}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = 0. \quad \text{Eq. (2.24)}$$

Resolvendo essas equações, Kittel mostrou que a suscetibilidade transversal é dada por

$$\chi_x = \frac{\chi_0}{1 - (\omega_0/\omega)^2} \quad \text{Eq. (2.25)}$$

sendo

$$\chi_0 = M_z / (H_z + (N_x - N_z)M_z) \quad \text{Eq. (2.26)}$$

e que a condição de ressonância de ferromagnética é (KITTEL, 1948):

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{[H_z + (N_y - N_z)M_z][H_z + (N_x - N_z)M_z]}. \quad \text{Eq. (2.27)}$$

A equação acima é conhecida como relação de Kittel para a frequência de ressonância, e mostra que a condição de ressonância depende da forma da amostra.

No caso de um filme fino, com o campo desmagnetizante perpendicular ao plano, $N_x = N_z = 0$ e $N_y = 1$, e, nesse caso, a equação de Kittel torna-se simplesmente:

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{H_z(H_z + M_z)}. \quad \text{Eq. (2.28)}$$

Uma anisotropia uniaxial também afeta a condição de ressonância e pode ser levada em conta adicionando a H o campo de anisotropia $H_k = 2K_l/M_s$, nesse caso, a condição de ressonância para filmes finos é:

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{(H_z + H_k)(H_z + H_k + M_z)}. \quad \text{Eq. (2.29)}$$

Essa equação prevê um limite finito para frequência de ressonância quando $H = 0$. Nesse trabalho, a versão acima da equação de Kittel foi utilizada para ajustar os dados experimentais da frequência de ressonância em função do campo aplicado e obter estimativas para os valores da magnetização de saturação e do campo de anisotropia das amostras investigadas.

2.4. AMORTECIMENTO

Os processos de amortecimento durante o movimento da magnetização são determinantes no desempenho de dispositivos “spintrônicos”, tais como, discos rígidos, memórias de acesso aleatório, dispositivos lógicos e sensores de campo magnético (ZUTIC; FABIAN; SARMA, 2004). É bem aceito atualmente que a dissipação de energia e de momento angular durante a precessão de um sistema de spins excitado pode ocorrer por transferência direta para rede (*spin-lattice relaxation*), ou por excitação de ondas de spins, num primeiro momento, e relaxação spin-rede posteriormente (LENZ et al., 2006). O primeiro caso, a interação spin-rede, é considerado um mecanismo intrínseco de amortecimento e aparece na equação do movimento da seguinte forma:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} - \alpha \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}. \quad \text{Eq. (2.30)}$$

A equação acima é conhecida como equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, sendo α o parâmetro/coeficiente de amortecimento de Gilbert (GILBERT, 2004). O segundo caso refere-se a mecanismos de amortecimento dominados por ondas de spins, tal como, o espalhamento por 2-magnons (*two magnons scattering*) (ZAKERI et al., 2007). Considerado uma forma extrínseca (dependendo das anisotropias de forma, superfície e induzidas) de contribuição para o amortecimento, esse mecanismo transfere energia do movimento uniforme dos spins para ondas de spins de comprimento curto e posteriormente para rede.

Os dois mecanismos geram dissipação de energia da precessão e determinam a eficiência e o consumo de energia em dispositivos “spintrônicos”. Por isso, um ponto de interesse atual é a capacidade de manipulação do amortecimento dentro do próprio dispositivo (WATANABE et al., 2017), uma vez que, amortecimento fraco permite oscilações com alta eficiência energética, enquanto que, sistemas fortemente amortecidos relaxam rapidamente para o equilíbrio. Nesse sentido, amortecimento anisotrópico tem despertado muito interesse, por que, nesse caso, o amortecimento pode ser ajustado simplesmente alterando a orientação da magnetização do dispositivo (LI et al., 2019), sem envolver métodos complicados, como torque por transferência de spin (ANDO et al., 2008), por exemplo, que exige correntes de altíssima densidade.

O amortecimento anisotrópico em filmes amorfs de $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ foi recentemente estudado via medidas de FMR-VNA (TU et al., 2020). A principal vantagem dos filmes amorfs, nesse caso, é a ausência de anisotropia magnetocristalina permitindo uma significativa

anisotropia uniaxial no plano. Esses autores mostraram que o amortecimento efetivo ao longo do eixo duro é maior do que ao longo do eixo fácil, com a maior diferença chegando a 109% para uma amostra de 10 nm. Essa diferença cai significativamente para 31 % para a amostra de 30 nm.

O coeficiente de amortecimento pode ser obtido a partir da dependência angular da largura de linha à meia altura da FMR com a frequência. Curvas de ΔH vs. f podem ser obtidas dos espectros de FMR, geralmente medidos com um analisador vetorial de rede e uma linha de transmissão coplanar (KALARICKAL et al., 2006). A constante de amortecimento de Gilbert pode ser extraída ajustando os dados experimentais com à equação fenomenológica (MCMICHAEL; KRIVISIK, 2004)

$$\Delta H = \Delta H_0 + \frac{2\pi\alpha f}{\gamma}, \quad \text{Eq. (2.31)}$$

onde, ΔH_0 é uma contribuição extrínseca, associada a defeitos estruturais. Efeitos extrínsecos, associados a espalhamento por 2-magnons, se manifestam através de uma resposta não linear em altas frequências. Nesse trabalho, esse protocolo para obter valores para a constante de amortecimento de Gilbert nas amostras estudadas.

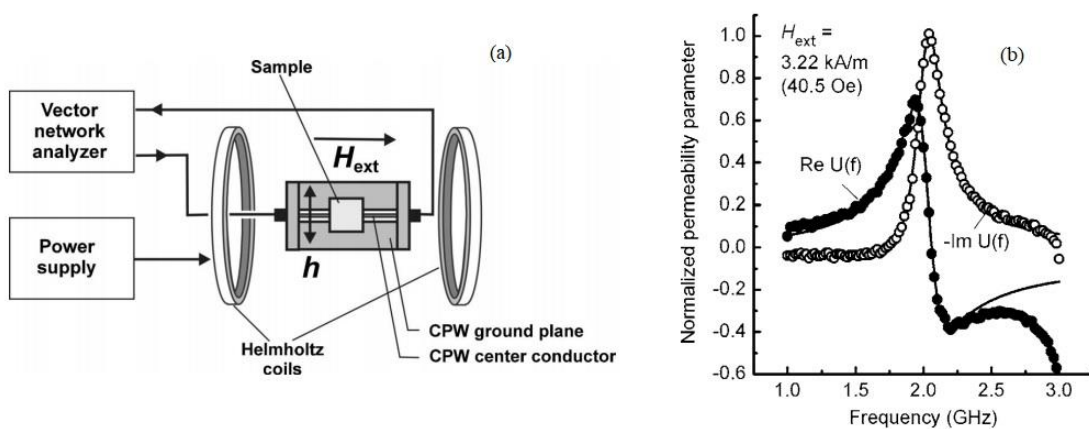
2.5. FMR VIA VNA

A grosso modo é possível dizer que três técnicas são utilizadas para medir FMR e parâmetros de amortecimento magneto dinâmicos em filmes finos FM. A primeira é técnica da stripline (SL), desenvolvida nos anos 60 (BADY, 1967). Ela deriva do uso de guias de onda em curto e cavidades de microondas, e as medidas de FMR são feitas varrendo o campo em frequências fixas (CADIEU et al., 1997). A segunda delas é chamada de magnetometria de microondas por pulso indutivo (PIMM) e, como o nome indica, é baseada na detecção indutiva das oscilações/inversão da magnetização (KOS; SILVA; KABOS, 2002). A terceira técnica, medidas de FMR via analisador vetorial de rede (VNA), é a de interesse nesse trabalho. Ela faz uso de VNAs e guias de ondas coplanares (ou microstriplines). Nessa técnica as medidas são feitas varrendo a banda de frequência em valores fixos de campo. A partir de parâmetros S, ou outros parâmetros calculados a partir desses, como a impedância da guia de onda, as curvas de FMR e largura de linha podem ser obtidas (BARRY, 1986).

Ambas as técnicas apresentam vantagens e desvantagens. Todas elas são funcionais numa ampla faixa de frequências. O método da SL, embora tecnicamente simples, apresenta

relativamente baixa sensibilidade. A técnica PIMM, embora não exija procedimentos complicados de calibração, requer a subtração de um pulso de referência e uma análise de dados complicada. A técnica de medir FMR por VNA tem a vantagem de fazer uso dos modernos analisadores vetoriais de rede comercialmente disponíveis, entretanto, a obtenção de resultados precisos requer cuidadosos procedimentos de calibração e a subtração de um sinal de referência apropriado (GILBERT, 2004).

Figura 2.6 – (a) Esquema de um experimento de FMR-VNA. (b) Exemplo representativo de dados obtidos numa medida de FMR-VNA a campo fixo. Nesse caso, os valores no eixo foram obtidos a partir das medidas do parâmetro S .



Fonte: Extraídas da referência (GILBERT, 2004).

A figura 2.7(a) mostra um diagrama de um sistema experimental utilizado para medidas de FMR-VNA. Nesse caso, a radiação é fornecida através de uma guia de onda coplanar (CPW), com o filme posicionado sobre o condutor central da linha. O campo externo é criado por um par de bobinas de Helmholtz. A análise do sinal é feita pelo VNA. A espessura do condutor central da linha varia de 1-100 μm . O campo pode ser aplicado paralelo ou perpendicular ao plano do filme, mas sempre perpendicular em relação ao campo alternado, como indicado no esquema. Na figura 2.7 (b), é possível ver um exemplo representativo dos dados obtidos numa medida de FMR-VNA a campo fixo. Nesse caso, os valores no eixo foram obtidos a partir das medidas do parâmetro S .

No próximo capítulo serão apresentadas as técnicas experimentais utilizadas na caracterização estrutural e magnética, bem como no processo de produção dos filmes.

3. PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

Nesse capítulo são apresentados e discutidos os procedimentos experimentais utilizados durante o trabalho, começando pelo sistema de deposição, passando ao difratômetro de raios-x e aos magnetômetros e finalizando com o sistemas de medidas FMR-VNA.

3.1. SISTEMA DE DEPOSIÇÃO

Deposição por desbaste iônico é uma técnica amplamente utilizada para a deposição de filmes. Nessa técnica, a superfície de um alvo do material a ser depositado é submetido a um processo de erosão (desbaste) através de colisões balísticas com partículas altamente energéticas oriunda da formação de plasma no interior de uma câmara de deposição. A deposição diz respeito ao acúmulo de átomos sobre a superfície de um substrato posicionado próximo ao alvo.

Num sistema de *sputtering* (desbastamento), o alvo, um disco do material a ser depositado, é posicionado num suporte (canhão) conectado ao terminal negativa de uma fonte de tensão elétrica (dc ou rf), podendo ser chamado de cátodo. O suporte do substrato pode ser aterrado ou submetido a um potencial elétrico (ac ou dc). Após a câmara ser evacuada, é estabelecido um fluxo contínuo de um gás inerte, geralmente argônio, para o interior da câmara. Quando a fonte é ligada observa-se uma descarga luminescente entre os eletrodos (plasma), uma corrente de íons (Ar^+) flui em direção ao alvo (cátodo), os íons colidem com a superfície do alvo arrancando átomos neutros. Alguns dos átomos ejetados, eventualmente, atravessam a região de plasma e se depositam sobre a superfície do substrato. Além de átomos do alvo, essas colisões de íons de alta energia com a superfície do alvo resultam na emissão de outras partículas, tais como elétrons secundários e íons negativos.

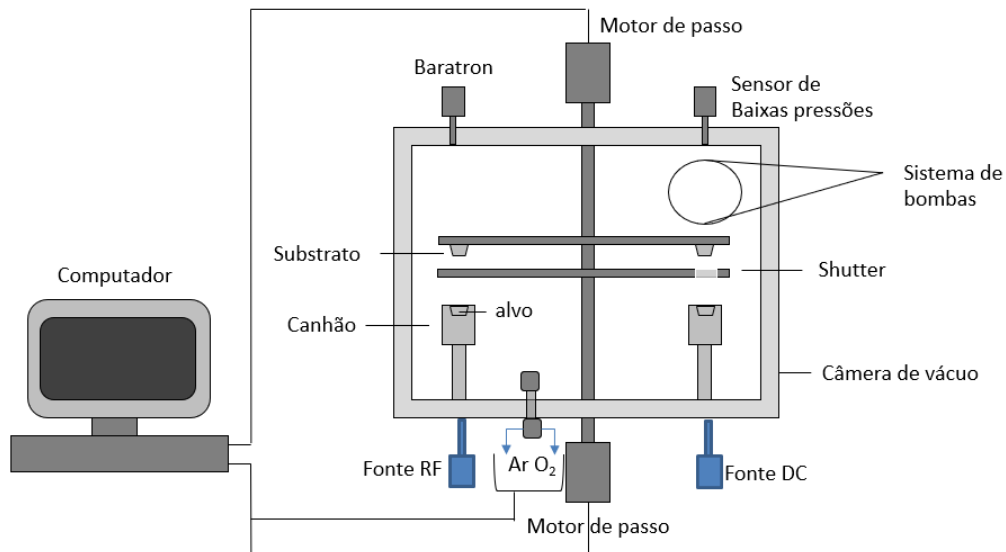
Um tipo de técnica de deposição por desbaste iônico que faz uso de um campo magnético transversal ao campo elétrico na superfície do alvo (normal a superfície) é denominada magnetron sputtering. Nesse caso, os elétrons secundários emitidos do alvo são forçados pelos campos elétrico e magnético a moverem-se paralelamente a superfície do alvo, formando um laço de corrente de elétrons secundários. A erosão do alvo é maior na região do laço. Esse aprisionamento impede que os elétrons secundários atinjam o substrato, evitando danos que seriam provocados pela colisão desses elétrons com o filme em crescimento. Outra importante vantagem do magnetron sputtering, é que o método possibilita as maiores taxas de

deposição entre as diferentes técnicas de desbaste iônico, fazendo com que seja, atualmente, o método mais utilizado comercialmente. Entre os principais parâmetros cujo controle é fundamental para determinação das propriedades e para garantir a qualidade dos filmes crescidos por sputtering estão: temperatura do substrato, taxa de deposição, pressão de deposição, pressão de base, fluxo do gás inerte e a distância entre o alvo e o substrato.

O sistema de deposição por magnetron sputtering do Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM), onde o trabalho foi desenvolvido e os filmes depositados, foi montado sobre uma câmara de vácuo Balzers BAK 600, e atinge pressões de base da ordem de 7×10^{-7} Torr. O diagrama da figura 3.1 mostra alguns dos principais elementos do sistema de deposição do LMMM:

- Sistemas de bombas com uma rotativa e uma difusora.
- Quatro canhões para alvos com diâmetro de 2", sendo dois da marca AJA e dois produzidos na oficina do instituto de física da UFRGS, equipados com imãs para a configuração magnetron sputtering.
- Quatro fontes de tensão, sendo duas fontes DC da marca Advanced Energy, modelo MDX500, e duas fontes RF, uma RF5S RFPP, e outra ASA 600.
- Controlador de fluxo de gás MKS 1179A (0 - 200 *sccm*).
- Manômetros posicionados em diferentes partes do sistema.
- Manômetro capacitivo de alta resolução Baratron MKS (0 – 100 *mTorr*), para controle da pressão de deposição.
- Shutter – disco de alumínio com abertura circular que, quando movimentado, permite a exposição do substrato ao plasma.
- Porta substrato em forma de cruz, que permite o crescimento de quatro filmes diferentes por rodada de deposição.
- Dois motores de passo SLO SYN, um conectado ao porta substrato (40.000 *passos/volta*) e outro ao shutter (10.000 *passos/volta*).
- Circuito de água fria e água quente para a câmara.
- O sistema é completamente automatizado e controlado por computador.

Figura 3.1 – Diagrama do sistema de deposição do LMMM.



Fonte: A autora.

Os filmes estudados nesse trabalho foram depositados utilizando um alvo comercial de $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ usando uma fonte dc ajustada numa potência de 50 W. A pressão de base foi de $7,0 \times 10^{-7}$ Torr, o fluxo de argônio durante a deposição foi de 32 sccm e a pressão de deposição foi de 2,0 mTorr. Todas as amostras foram depositadas sobre substratos retangulares de vidro com área de $5,0 \times 3,0$ cm². Antes do crescimento dos filmes de CoFeB, os substratos foram cobertos por uma camada de tântalo de 50 Å. Após o crescimento, os filmes foram cobertos por uma camada de 50 Å de Ta. As amostras com espessuras de 100, 200 e 300 nm foram depositadas em uma única passada do substrato sobre o canhão, com velocidades de 6, 3 e 2 passos/s, respectivamente. Essa diferença de velocidade pode ser uma fonte de anisotropia e ser um dos ingredientes para explicar as diferentes respostas magnéticas observadas. Uma amostra com espessura de 600 nm (1 p/s) teve que ser descartada durante o estudo, após a detecção de uma falha na posição inicial do substrato antes da deposição. Já os filmes mais espessos foram depositados da seguinte forma: o filme de 800 nm é composto de uma camada de 600 nm ($v_d = 1$ p/s) mais uma de 200 nm ($v_d = 3$ p/s). O filme de 1600 nm foi depositado de maneira similar, porém, com duas repetições para cada camada. Já o filme de 1200 nm é formado de por duas camadas de 600 nm, enquanto, o de 2000 nm é formado por três camadas de 600 nm e uma de 200 nm.

3.2. DIFRAÇÃO DE RAIOS-X

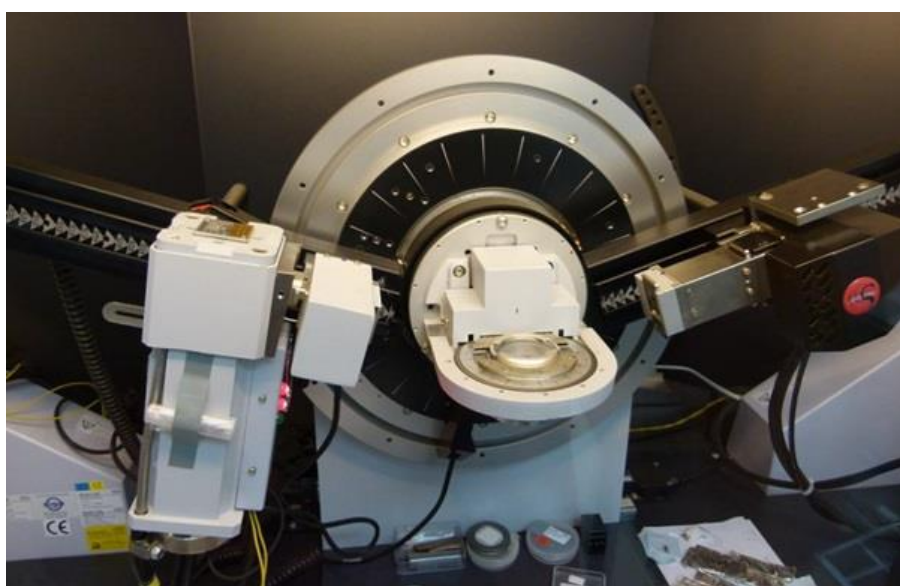
Difração de raios-x (DRX) ainda é a técnica mais utilizada em estudos de cristalografia. Ela se baseia no fato de que em cristais as distâncias interatômicas são de poucos angstroms, de forma que, se o cristal for iluminado com radiação eletromagnética com comprimento de onda dessa ordem, é possível extrair informações sobre a estrutura cristalina, uma vez que, nestas condições, o cristal trabalha como uma rede de difração tridimensional. Utilizando os bancos de dados disponível atualmente (<http://www.crystallography.net/cod/>, 4 abril 2021), contendo os padrões de difração das diferentes fase cristalinas de uma variedade de materiais conhecidos, é possível identificar fases em policristais, suas quantidades relativas, as orientações preferenciais, tamanho de grãos, além de outros parâmetros estruturais.

Na formulação de Bragg para da difração de raios-x por cristais, ele assume que o cristal seja formado de planos atômicos paralelos entre si e separados por uma distância d . Quando o cristal é iluminado com radiação eletromagnética, a condição para que ocorra interferência construtiva, é que a diferença de caminho ótico percorrido por feixes refletidos em planos adjacentes seja um número inteiro de comprimento de onda. Essa regra é conhecida como Lei de Bragg:

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad \text{Eq. (3.1)}$$

sendo θ o ângulo de incidência, λ o comprimento de onda da radiação e n um número inteiro.

Figura 3.2 – Foto do equipamento de difração de raios-x do LMMM.



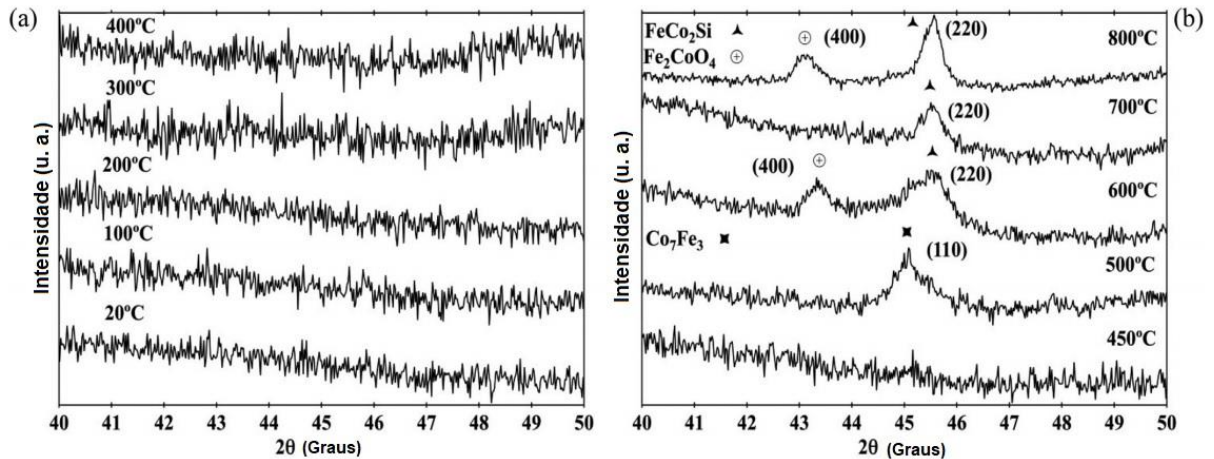
Fonte: A autora.

O equipamento disponível no LMMM, é um difratômetro Brucker D8 Advance, equipado com um goniômetro na geometria θ - 2θ (Bragg-Brentano), tubo com alvo de cobre e detector LinxEye (figura 3.2). Filtros na saída do tubo permitem a emissão da radiação monocromática com comprimento de onda $\lambda = 1,54056 \text{ \AA}$ (emissão K_α do cobre). Um espectro de difração obtido com essa geometria consiste de uma varredura em ângulos da intensidade da radiação que chega ao detector. Durante a varredura, cada vez que a condição de interferência construtiva é satisfeita a intensidade da radiação que chega ao detector aumenta e um pico de Bragg aparece no difratograma. Assim, conhecendo o padrão de difração de uma determinada fase cristalina em determinado material, é possível identifica-la em amostra desconhecidas, e analisando a intensidade relativa dos picos de difração é possível determinar se existe alguma direção preferencial de crescimento em um policristal. Por outro lado, considerando um material amorfo, que não apresenta ordem cristalina de longo alcance, como não há planos atômicos paralelos, o difratograma não deve apresentar picos de Bragg.

A figura 3.3 mostra exemplos difratogramas obtidos com filmes de $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$, com espessuras entre 40 e 80 nm, depositados por magnetron sputtering sobre substratos de silício (100), para diferentes temperaturas do substrato (0 – 800 °C) durante a deposição. Os dados mostram que os filmes são amorfos quando a temperatura do substrato é inferior a 500 °C, já que nenhum pico de Bragg pode ser observado. No difratograma do filme depositado com o substrato a uma temperatura de 500 °C, é possível observar um pico relativamente largo (largura a meia altura $\Delta(2\theta) \approx 0,5^\circ$) localizado em $2\theta \approx 45^\circ$. De acordo com os autores, esse pico indica a presença de uma estrutura cúbica de face centrada (FCC) com orientação (100), que foi associada à formação de nanogrãos de Co_7Fe_3 . Já nos difratogramas para temperaturas acima de 600 °C é possível observar a presença de mais dois picos, em $2\theta \approx 43,3^\circ$ e $2\theta \approx 45,5^\circ$. Esse picos foram associados a formação de nanogrãos de FeCo_2Si , com estrutura FCC (220), e de Fe_2CoO_4 , com estrutura FCC (400). Além disso, para temperaturas acima de 700 °C, o pico em $2\theta \approx 45,0^\circ$ desaparece, indicando que temperaturas dessa ordem não são favoráveis a formação de grãos de CoFe. A figura 3.4(a) mostra medidas de RDX em filmes análogos ao do exemplo anterior, com uma espessura de 78 nm, porém depositados em temperatura ambiente. Nesse caso, as medidas foram obtidas após os filmes serem submetidos a tratamento térmico pós-deposição nas temperaturas indicadas. Os difratogramas mostram que os filmes continuam amorfos quando a temperatura do tratamento é inferior a 370°C. Para uma temperatura de tratamento de 370°C, o difratograma apresenta um pico em $2\theta \approx 45^\circ$, que de acordo com os autores, indica a formação de nanogrãos FCC (100) de Co_7Fe_3 . Com o aumento da temperatura,

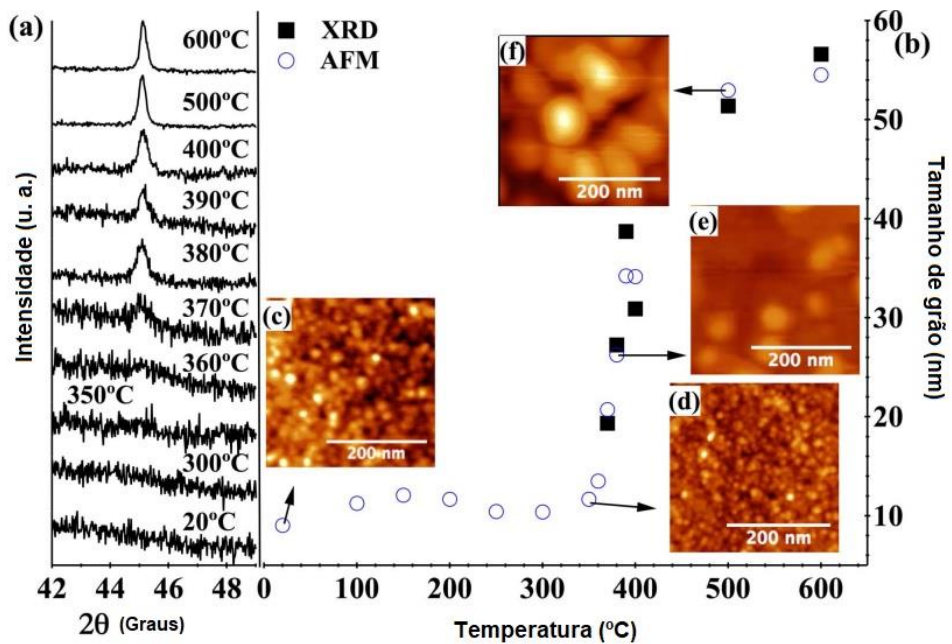
a amplitude do pico aumento e a largura diminui, o que indica um aumento no tamanho de grão, corroborado pelas medidas de AFM (figura 3.4(b)), segundo as quais, o tamanho de grão cresce de $\sim 9 \text{ nm}$ para a amostra como depositada para $\sim 57 \text{ nm}$ para amostra tratada a $600 \text{ }^\circ\text{C}$. Esses exemplos, ilustram um tipo de análise é possível fazer a partir de medidas de RDX.

Figura 3.3 – Medidas de DRX em filmes de $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ depositados sobre substratos silício (100) em diferentes temperaturas.



Fonte: Extraído da referência (O'DELL, 2019)

Figura 3.4 – Medidas de XRD e MFM para filmes de $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ tratados termicamente em diferentes temperaturas após a deposição.

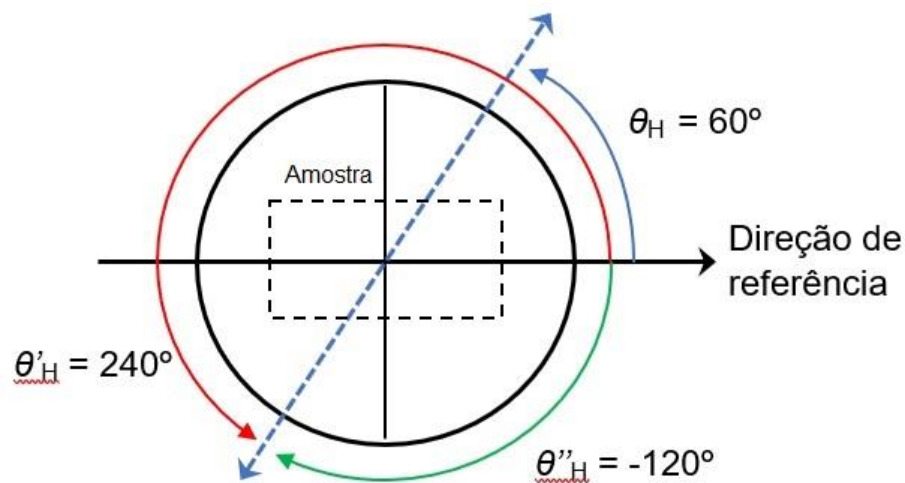


Fonte: Extraído de (O'Dell, 2018)

3.3. MAGNETÔMETRO DE AMOSTRA VIBRANTE

O VSM é uma técnica versátil para caracterização magnética estática de materiais magnéticos podendo ser utilizada para uma ampla gama de materiais (fraca ou fortemente magnéticos). É uma técnica muito sensível, capaz de medir momentos magnéticos de até 10^{-5} emu. O sinal do VSM é medido por um conjunto de bobinas de detecção quando a amostra magnética vibra próximo a elas. A amostra é posicionada na extremidade de uma haste, enquanto a outra extremidade é conectada a um oscilador mecânico. Quando a amostra vibra, o campo magnético alternado produzido induz uma força eletromotriz induzida nas bobinas de detecção, cuja magnitude é proporcional ao momento magnético da amostra. O sinal medido é amplificado, geralmente, por um amplificador *lock-in*, que é sensível somente a sinais na frequência de vibração da amostra. No caso de amostras magneticamente macias, a forma das curvas de histerese pode ser afetada pelo campo desmagnetizante e correções podem ser necessárias. Em filmes finos esses efeitos são, geralmente, desprezíveis e nenhuma correção é necessária (CULLITY; GRAHAM, 2009).

Figura 3.5 – Ilustração da orientação do campo magnético durante uma medida de magnetização para o caso em que $\theta_H = 60^\circ$. Essa configuração é equivalente a aplicar o campo na direção $\theta'_H = 240^\circ$ ou $\theta''_H = -120^\circ$.



Fonte: A autora.

Nesse trabalho, as curvas de histerese foram medidas no Laboratório de Magnetismo (LAM) da UFRGS, em colaboração com o Dr. Alexandre Da Cas Viegas, utilizando um VSM comercial MicroSense modelo EZ9, que permite a aplicação de campos magnéticos de até $2,2$ T ($22,0$ kOe). As curvas de histerese foram medidas com o campo aplicado no plano das amostras

em diferentes direções entre 0° e 180° (com um passo de 15°), sendo a orientação do campo definida em relação a uma direção de referência no plano da amostra. A figura 3.5 ilustra a situação para $\theta_H = 60^\circ$. O retângulo tracejado representa um perfil da amostra. É importante perceber que pela simetria da situação, aplicar o campo externo na direção $\theta_H = 60^\circ$ é equivalente a aplicar o campo na direção $\theta'_H = 240^\circ$ (ou, de outra forma, na direção $\theta''_H = -120^\circ$). Assim, varrer a orientação do campo de 0° a 180° é suficiente para uma análise angular completa das curvas de histerese.

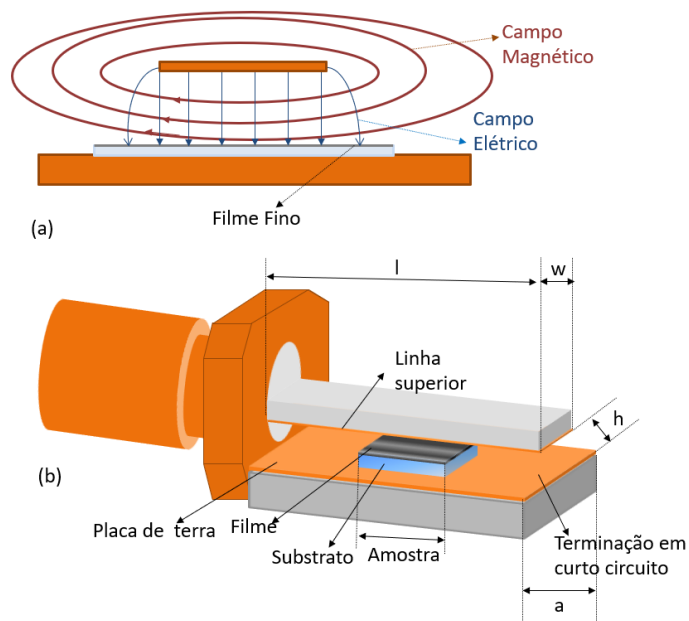
3.4. SISTEMA DE MEDIDAS FMR-VNA

Nesse trabalho as medidas de FMR foram obtidas utilizando um VNA e uma guia de onda do tipo microstripline. A seguir são descritas as principais características desses dois elementos e os detalhes das medidas de impedância.

Uma microstripline é uma linha de transmissão de ondas eletromagnéticas formada por duas placas condutoras paralelas (top conductor and ground plane) separadas por uma distância muito menor do que o comprimento das placas. A figura 3.6(a) mostra o corte transversal de uma microstripline carregada com um filme fino, mostra também a configuração de linhas de campo em torno da guia quando ela está sendo excitada por uma fonte de ondas eletromagnéticas. A principal vantagem da microstripline é que o campo elétrico é aproximadamente perpendicular ao plano do filme, minimizando sinais espúrios associados a efeitos de retificação, por exemplo, enquanto que, o campo magnético é paralelo ao plano da amostra e aproximadamente homogêneo entre as placas condutoras.

Na figura 3.6(b) é possível ver um esquema da micrstrip utilizada nesse trabalho. As placas condutoras são conectadas a um conector SMA em uma das extremidades e conectadas em curto na outra. A distância entre as placas condutoras é $h = 1,0 \text{ mm}$, o dobro da espessura do substrato de vidro, de forma que o filme fica a mesma distância de ambas as placas. A largura da placa superior é $w = 3,0 \text{ mm}$ e da placa inferior é $a = 6,5 \text{ mm}$. O comprimento das placas, $l = 4,5 \text{ mm}$, é consideravelmente menor do que $\lambda/4 = 15 \text{ mm}$, para uma frequência de 5 GHz , o que garante a uniformidade do campo magnético alternado na região da amostra.

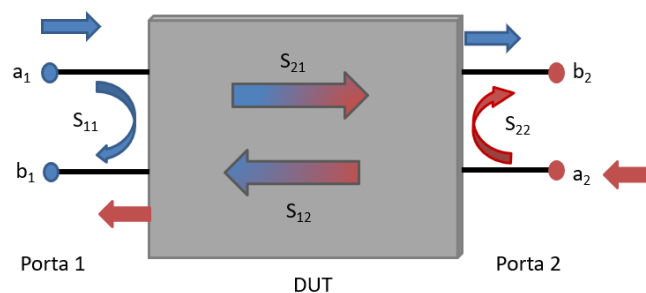
Figura 3.6 – (a) Corte transversal de uma microstripline carregada com um filme fino. (b) Esquema representativo da microstripline utilizada nas medidas de FMR-VNA.



Fonte: A autora.

O VNA utilizado nesse trabalho é um Rhode & Schwarz ZVB14 que opera numa banda de frequências entre 10 MHz e 14 GHz. Esse modelo é equipado com duas portas de teste, que servem como porta de saída para o sinal RF e como porta de entrada para o sinal de resposta do dispositivo sob teste (DUT). É possível também utilizar uma única porta de teste para transmitir o sinal de saída e receber o sinal refletido pelo DUT. As quantidades fundamentais de medida do VNA são os parâmetros S . A figura 3.7 mostra um esquema de fluxo de sinais para um VNA com duas portas. Os índices dos parâmetros S representam o número da porta de entrada do sinal refletido pelo DUT e o número da porta de saída do sinal RF, respectivamente.

Figura 3.7 – Esquema do fluxo de sinais em um VNA com duas portas de teste.



Fonte: A autora.

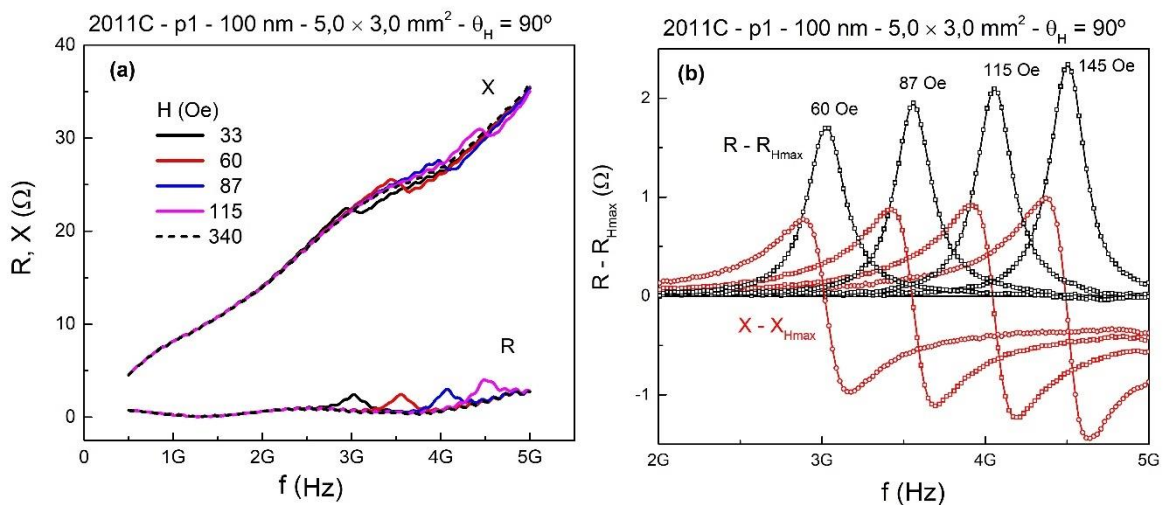
As ondas incidentes (a_1 e a_2) e refletidas (b_1 e b_2) estão relacionadas aos parâmetros S pela matriz de dispersão:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}. \quad \text{Eq. (3.2)}$$

Uma microstrip terminada em curto tem apenas um conector, que serve como entrada e saída. Neste caso a medida é feita com uma única porta, e o parâmetro medido é o parâmetro S_{11} (ou qualquer outro proporcional ao S_{11}), que nesse caso é definido com $S_{11} = b_1/a_1$, a razão entre a onda refletida pelo DUT e onda incidente.

Nesse trabalho, a resposta dinâmica dos filmes foi investigada a partir de medidas da impedância de uma guia de onda do tipo microstripline, na qual a amostra é colocada entre os planos condutores. As medidas foram feitas numa faixa de frequências entre 0,5 e 5 GHz ($P = 0 \text{ dBm}$). Após a calibração padrão do VNA, foi adicionado um comprimento elétrico de 15 ps, que equivale a uma distância de 14 mm, aproximadamente a distância entre o plano de calibração e a extremidade do conector SMA onde os planos condutores da microstripline estão conectados. Durante as medidas, o campo externo foi aplicado ao longo da microstripline, paralelamente ao plano da amostra ($H = \pm 350 \text{ Oe}$). Para cada amostra foram realizadas medidas em duas geometrias, com campo paralelo a direção de referência ($\theta_H = 0^\circ$) e com campo perpendicular a direção de referência ($\theta_H = 90^\circ$).

Figura 3.8 – (a) Curvas experimentais de R e X vs. f , para alguns valores de campo, obtidas com o filme cuja espssura é de 100 nm. (b) Curvas de ΔR e ΔX vs. f para algumas valores de campo.



Fonte: A autora.

Na figura 3.8(a) são apresentadas as curvas de R vs. f e X vs. f , para alguns valores de campo, para a linha carregada com a amostra de 100 nm. É possível observar a forte dependência de X com f (nessa faixa de frequências a reatância indutiva cresce proporcionalmente a frequência), como esse sinal é proporcional a potência refletida pela microstripline ele não foi utilizado na análise da FMR. Nas curvas de R vs. H é possível observar claramente os picos de ressonância e a sua evolução com a frequência, ou seja, campo de ressonância se deslocando para valores mais altos com o aumento da frequência. Além disso, para $H_{max} = 340$ Oe a curva de R vs. f não apresenta nenhum pico, indicando que, para esse valor de campo, a frequência de ressonância está além da frequência máxima de medida de 5,0 GHz. Na figura 3.8(b), são apresentadas as curvas de $(R - R_{H_{max}})$ e $(X - X_{H_{max}})$ vs. f , ou seja, descontando os valores associados ao porta amostras, carregado com a amostra magneticamente saturada. Nessa figura, ficam absolutamente claras as características da FMR, com a troca de sinal em X quando o valor de R é máximo. Também é possível observar que as curvas de $(R - R_{H_{max}})$ vs. f têm a forma de uma função Lorentziana, simétrica em relação a $H = H_r$.

No próximo capítulo, são apresentados e discutidos os principais resultados obtidos nesse trabalho.

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nesse capítulo são apresentados e discutidos os principais resultados obtidos desse trabalho. Começando com a caracterização estrutural, via medidas de refletividade e difração de raios-x, passando para a análise das curvas de histerese, pelas medidas de impedância, e finalizando com os parâmetros obtidos dos ajustes das curvas de f_r vs. H (magnetização de saturação e campo de anisotropia) e das curvas de ΔH vs. f (constante de amortecimento de Gilbert).

4.1. REFLETIVIDADE DE RAIOS-X (RRX)

A taxa de deposição dos filmes de CoFeB foi determinada a partir de medidas de refletividade de raios-x. Como mencionado anteriormente, o equipamento disponível no LMMM, é um difratômetro Brucker D8 Advance, equipado com um goniômetro na geometria θ - 2θ (Bragg-Brentano). Um espectro de raios-x obtido na geometria Bragg-Brentano pode ser dividido em duas regiões, a baixos ângulos ($2\theta < 10^\circ$) e a altos ângulos ($2\theta > 10^\circ$). Enquanto o padrão de interferência obtido a altos ângulos é relacionado a estrutura cristalográfica da amostra, a baixos ângulos ele depende da modulação química das camadas que compõem a nanoestrutura. No caso de filmes finos, a interferência resulta da interação entre feixes refletidos na superfície e àqueles refletidos na interface filme/substrato, de forma que, a análise dos difratogramas fornece informações sobre a espessura do filme. Kiessig foi o primeiro a mostrar como determinar a espessura de filmes finos a partir de medidas de refletividade de raios-x, por isso, as franjas de interferência nas figuras de difração a baixos ângulos são chamadas de franjas de Kiessig. De acordo com a descrição de Max Von Laue, na região de baixos ângulos, o módulo do vetor de espalhamento está relacionado a posição das franjas de Kiessig e ao comprimento de onda da radiação através da equação:

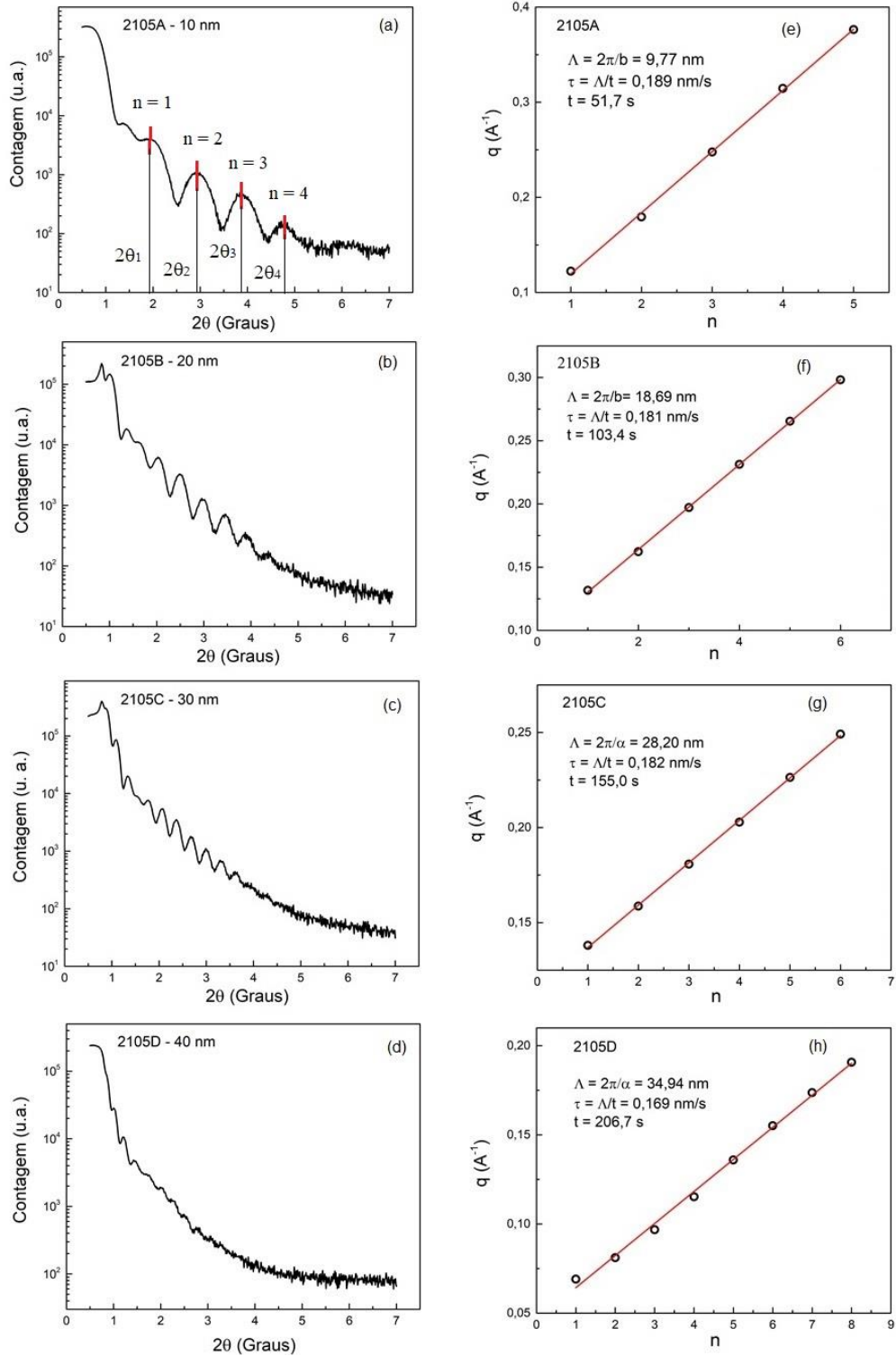
$$q = \frac{4\pi \text{sen}\theta}{\lambda}, \quad \text{Eq. (4.1)}$$

como a descrição de Von Laue é equivalente a lei de Bragg, $2d\text{sen}\theta = n\lambda$, o módulo do vetor de espalhamento também pode ser escrito como:

$$q = \left(\frac{2\pi}{d}\right)n, \quad \text{Eq. (4.2)}$$

onde d é a espessura do filme, e n representa o índice das franjas de Kiessig. Assim, a partir do coeficiente angular da curva de q vs. n é possível determinar a espessura do filme (CULLITY, 1978).

Figura 4.1 – (a)-(d) Medidas de refletividade de raios-x. (e)-(f) Gráficos de q vs. n .



Fonte: A autora.

Para fazer isso, nas figuras de XRR, determina-se a posição e atribui-se um índice a cada uma das franjas de Kiessig, como representado na figura 4.1(a). Depois, usando a equação (4.1), calcula-se o módulo q do vetor de espalhamento para a posição θ de cada pico. Com esses dados, gera-se um gráfico de q vs. n . Como q cresce linearmente com n , conforme a equação 4.2, os pontos desse gráfico devem ser ajustados por uma reta. Igualando o coeficiente angular b dessa reta com o termo entre parênteses na equação 4.2, é fácil ver que a espessura do filme pode ser obtida fazendo $d = 2\pi/b$. A taxa de deposição pode finalmente ser obtida dividindo o valor obtido para a espessura do filme pelo tempo de deposição.

Para determinar a taxa de deposição do alvo de CoFeB utilizado nesse trabalho, foi produzidos quatro filmes, com espessuras nominais de 10, 20, 30 e 40 nm. Esses filmes foram depositados diretamente sobre substratos de vidro. A amostra de 10 nm foi depositada com o substrato deslocando sobre o alvo a uma velocidade de 62 *passos/s*. A velocidade de deposição é determinada fazendo

$$v_d = 3100 \times \tau/d, \quad \text{Eq. (4.3)}$$

sendo 3100 passos a distância percorrida por cada ponto do substrato enquanto exposto ao plasma, τ a taxa de deposição ($\text{\AA}/s$) e d a espessura do filme (\AA). A hipótese para os parâmetros de deposição utilizados foi de que a taxa do CoFeB seria de 2,0 $\text{\AA}/s$ (0,20 nm/s). Essa velocidade durante a deposição (62 *passos/s*) garante um tempo de exposição de 51,7 s para cada ponto do substrato ($t = 3100/v_d$). Os filmes de 20, 30 e 40 nm foram crescidos fazendo os substratos passarem sobre o alvo, a 62 *passos/s*, duas, três e quatro vezes, respectivamente.

Tabela 4.1 – Espessuras e taxas de deposição obtidas a partir das medidas de XRR.

Amostra	Espessura Nominal (nm)	Espessura XRR (nm)	Taxa (nm/s)
2105A	10	9,77	0,189
2105B	20	18,69	0,181
2105C	30	28,20	0,182
2105D	40	34,94	0,169

Fonte: A autora.

Nas figuras 4.1(a)-(d) são apresentadas as medidas de XRR em função do ângulo de incidência, para esse conjunto de filmes. É possível observar que a periodicidade das franjas diminui com a espessura do filme (o número de franjas na figura de difração é maior para as amostras mais grossas), bem como, a amplitude das oscilações e o ângulo de atenuação. No difratograma da amostra de 40 nm (4.1(d)) a amplitude das oscilações é fortemente atenuada, o que prejudicou a determinação precisa da posição dos máximos de interferência.

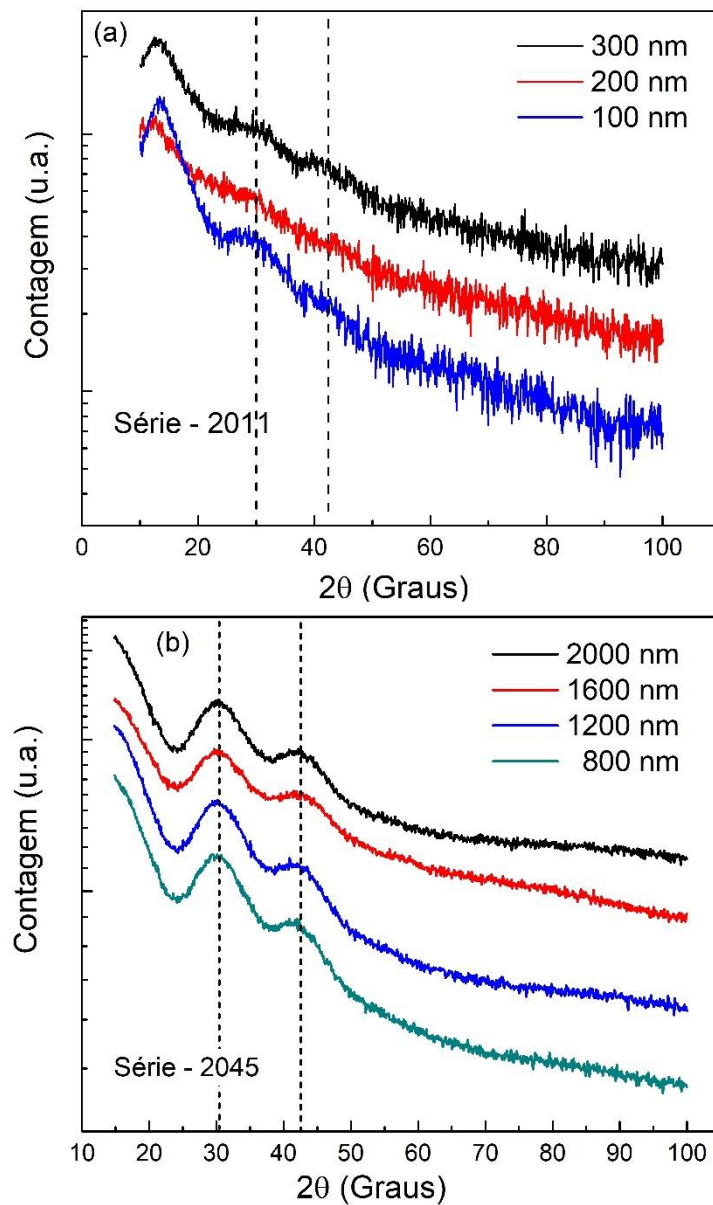
Nas figuras 4.1(e)-(f) são apresentados os gráficos de q vs. n , a partir dos quais as espessuras e as taxas de deposição foram determinadas seguindo o procedimento descrito anteriormente. Os círculos em preto indicam os valores de q , calculados com a equação (4.1), e o índice n , associado a cada pico de difração. As retas em vermelho são os ajustes lineares obtidos com o programa Origin, que utiliza o método dos mínimos quadrados. Cada gráfico contém a espessura obtida, utilizando a equação (4.2), o tempo de exposição e o valor da taxa de deposição. A tabela 4.1 mostra os resultados obtidos para cada amostra. Desprezando a amostra de 40 nm, cuja taxa de deposição apresentou uma discrepância considerável em comparação com os outros filmes, a média obtida para a taxa de deposição foi de 0,184 nm/s, que equivale a 92 % do valor previsto. Como essa taxa foi determinada após a deposição dos filmes investigados nesse trabalho, isso significa as espessuras reais dos filmes equivalem a 92% das espessuras nominais.

4.2. DIFRAÇÃO DE RAIOS-X (DRX)

Filmes de $(\text{CoFe})_{80}\text{B}_{20}$ depositados por sputtering, geralmente, são amorfos no estado como depositado (O'DELL, 2018; O'DELL 2019). Nesse trabalho, conforme discutido no capítulo anterior, a estrutura cristalografica dos filmes foi investigada via medidas de DRX. Na figura 4.2 são apresentados os difratogramas dos dois conjuntos de amostras investigados nesse trabalho. Nas figuras de difração das amostras mais espessas, figura 4(b), é possível observar dois picos largos localizados em $2\theta \approx 30,4^\circ$ e $2\theta \approx 42,5^\circ$. Esses mesmos picos, porém com amplitude muito menor, podem ser observados nos difratogramas das amostras menos espessas, figura 4(a), embora sejam quase imperceptíveis para a amostra com espessura de 200 nm.

Com o objetivo de tentar identificar as fases cristalograficas responsaveis por esses picos, foram feitas consultas no site “Crystallography Open Database” (COD), que disponibiliza uma coleção de fichas, de acesso livre, com informações relativas a estrutura cristalina de uma gama de materiais, incluindo minerais. Foram feitas buscas pelos elementos Fe e Co, individualmente, por ligas binárias de CoFe, CoB e FeB, e pela liga ternária CoFeB.

Figura 4.2 –(a)-(b) Medidas de DRX para os dois conjuntos de amostras investigados nesse trabalho. As espessuras indicadas são as nominais.



Fonte: A autora.

As fichas cristalográficas disponibilizadas pelo COD não dão diretamente as posições angulares dos picos de difração, ao invés disso, elas contém a distância interplanar (d -spacing) para as diferentes orientações cristalográficas, que corresponde ao d da lei de Bragg ($2d\sin\theta = n\lambda$). Usando a lei de Bragg e às posições angulares dos picos de Bragg obtém-se $d_1 = 2,957 \text{ \AA}$ e $d_2 = 2,131 \text{ \AA}$, para $2\theta_1 = 30.2^\circ$ e $2\theta_2 = 42.4^\circ$, respectivamente. A tabela 4.2 mostra os resultados obtidos, indicando as possíveis fases cristalográficas responsáveis pelos picos de difração observados na figura 4. As fichas cristalograficas foram analisadas utilizando o software

MAUD (Material Analysis Using Diffraction), um programa livre para análise de medidas de DRX e refletividade (<<http://maud.radiographema.eu> >, 4 abril 2021). Os resultados dessa análise não são conclusivos, mas indicam a coexistência de nanogrãos com diferentes composições e estruturas cristalográficas. O primeiro pico de difração, em $2\theta_1 = 30.2^\circ$, pode indicar a formação de nanocristais de Co, Fe, CoFe ou FeB, enquanto que, o segundo, em $2\theta_2 = 42.5^\circ$, pode estar associado a formação de nanocristais de Co, Fe ou CoFe. Assim, os picos largos presentes nos difratogramas, sugerem que a microestrutura dos filmes, no estado como fabricados, é amorfa ou constituída por grãos cristalinos muito pequenos.

Tabela 4.2 – Distância entre planos atômicos e posição angular dos picos de Bragg para as possíveis fases cristalográficas responsáveis pelos picos de difração observados nas medidas de RDX.

$d_1 = 2,957 \text{ \AA} (2\theta_1 = 30.2^\circ)$	$d (\text{\AA})$
Co Hexagonal (100)	2,961 ($2\theta = 30.17^\circ$)
Fe Hexagonal (100)	2,970 ($2\theta = 30.07^\circ$)
Fe₂B Cúbico (111)	2,944 ($2\theta = 30.34^\circ$)
FeB Hexagonal (001)	2,946 ($2\theta = 30.32^\circ$)
CoFe Cúbico (100)	2,857 ($2\theta = 31.29^\circ$)
CoFe Hexagonal (001)	2,857 ($2\theta = 31.29^\circ$)
Co ₃ Cúbico (220)	2,859 ($2\theta = 31.27^\circ$)
$d_2 = 2,131 \text{ \AA} (2\theta_2 = 42.4^\circ)$	$d (\text{\AA})$
Co₃ Hexagonal (203)	2,136 ($2\theta = 42.29^\circ$)
Co₃B Cúbico (211)	2,127 ($2\theta = 42,48^\circ$)
Fe Hexagonal (203)	2,121 ($2\theta = 42,60^\circ$)
Co Hexagonal (100)	2,171 ($2\theta = 41.58^\circ$)
Co Cúbico (111)	1,974 ($2\theta = 45,94^\circ$)
CoFe Cúbico (110)	2,020 ($2\theta = 44,85^\circ$)
Fe Cúbico (111)	1,980 ($2\theta = 45,80^\circ$)

Fonte: A autora.

Em amostras reais a largura a meia altura de um pico de difração está relacionada ao comprimento de alcance da ordem cristalina no interior do material, denominado tamanho de grão (D). Essa relação é clara nos resultados da figura 3.4 do capítulo anterior, que mostram de como a amplitude do pico difração cresce, enquanto a largura diminui, com o aumento do tamanho dos grãos de CoFe. O tamanho de grão pode ser estimado com a fórmula de Debye-Scherrer (PALUSKAR et al., 2006):

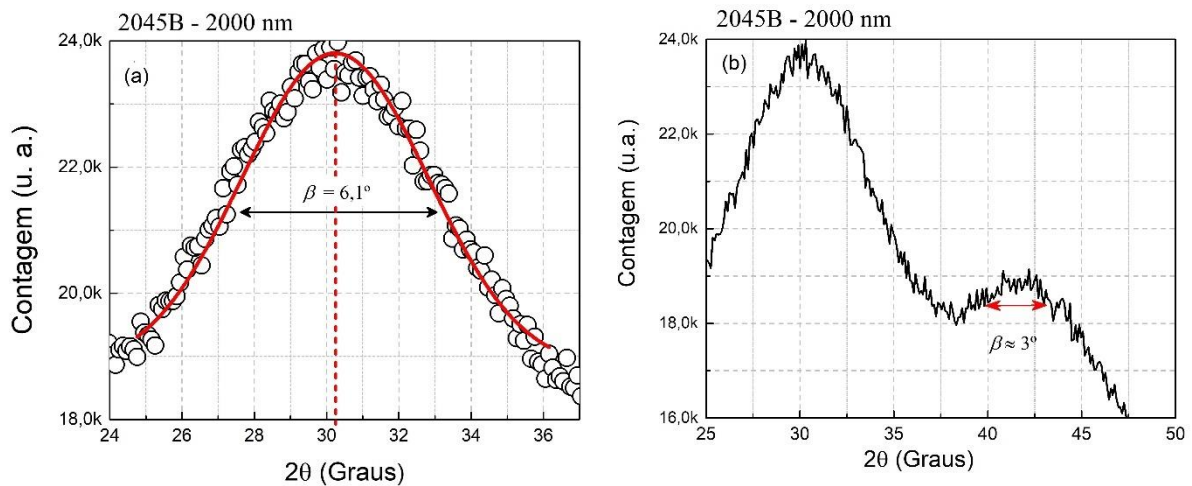
$$D = \frac{0,9\lambda}{\beta \cos\theta}, \quad \text{Eq. (4.4)}$$

onde β é a largura a meia altura do pico de difração, θ é a posição angular do pico e $\lambda = 1,54056 \text{ \AA}$ é o comprimento de onda da radiação $\text{Cu}_{K\alpha}$ do difratômetro de raios-x. Para

extrair os valores de β e θ com a maior precisão possível, os picos de difração dos difratogramas a figura 4.2(b) foram ajustados usando uma função Gaussiana.

A figura 4.3(a) ilustra o procedimento de ajuste utilizado para a determinação da largura de linha a meia altura e da posição angular do pico de difração. Na figura, os símbolos representam os dados experimentais e a linha em vermelho a curva da função Gaussiana, obtida com o Origin, a partir da qual os valores de β e θ foram obtidos.

Figura 4.3 – (a) Largura de linha a meia altura e posição angular do pico de difração. Os símbolos representam os dados experimentais e a linha em vermelho uma função Gaussiana. (b) Aproximação para determinação da largura de linha do pico de amplitude baixa em $2\theta \approx 42^\circ$.



Fonte: A autora.

A tabela 4.3 mostra os valores obtidos para β , θ e para D usando o procedimento descrito acima. Como esperado, pela semelhança dos difratogramas, os dados são muito parecidos, independentemente da espessura do filme. Os valores obtidos para o tamanho de grão são extremamente pequenos, entre 1,29 e 1,39 nm para as amostras com espessura de até 1600 nm , e de 1,63 nm para a amostra de 2000 nm . Comparando com os dados mostrados na figura 3.4, por exemplo, esse valores são cerca de cinco vezes menores do que os encontrados em filmes amorfos de composição similar (O'DELL, 2018). De acordo com esse trabalho, o tamanho de grão dos nanocristais de CoFe (110), por exemplo, chega a atingir 56 nm após o filme ser termicamente tratado a uma temperatura de 600 $^\circ C$. Devido a pequena amplitude dos picos nos difratogramas das amostras mais finas (figura 4.1(a)), para esses filmes não foi possível a determinação do tamanho de grão.

Tabela 4.3 – Posição angular e largura de linha a meia altura dos primeiros picos de difração ($2\theta_1 \approx 30.2^\circ$) dos difratogramas da figura 4.2(b) e tamanho de grão obtido com a equação 4.4.

Espessura (nm)	2θ (Graus)	β (Graus)	D (nm)
800	29,92	6,6	1,39
1200	30,10	6,7	1,38
1600	30,09	7,1	1,29
2000	30,20	6,1	1,63

Fonte: A autora.

O procedimento descrito não funcionou para analisar os picos de difração de menor amplitude, localizados em $2\theta_2 \approx 42.5^\circ$ na figura 4.2(b). Nesse caso, tomando a aproximação mostrada na figura 4.3(b), $\beta \approx 3^\circ$, equação 4.4 dá $D = 3,2 \text{ nm}$, para $\theta = 21^\circ$. Embora esse valor seja o dobro do maior valor na tabela 4.3, ainda é extremamente pequeno. Assim, é possível dizer, baseado na análise feita nas medidas de DRX, que os filmes são amorfos ou formados por diferentes nanocristais com tamanho de grão entre 1,3 e 3,2 nm.

4.3. CURVAS DE HISTERESE

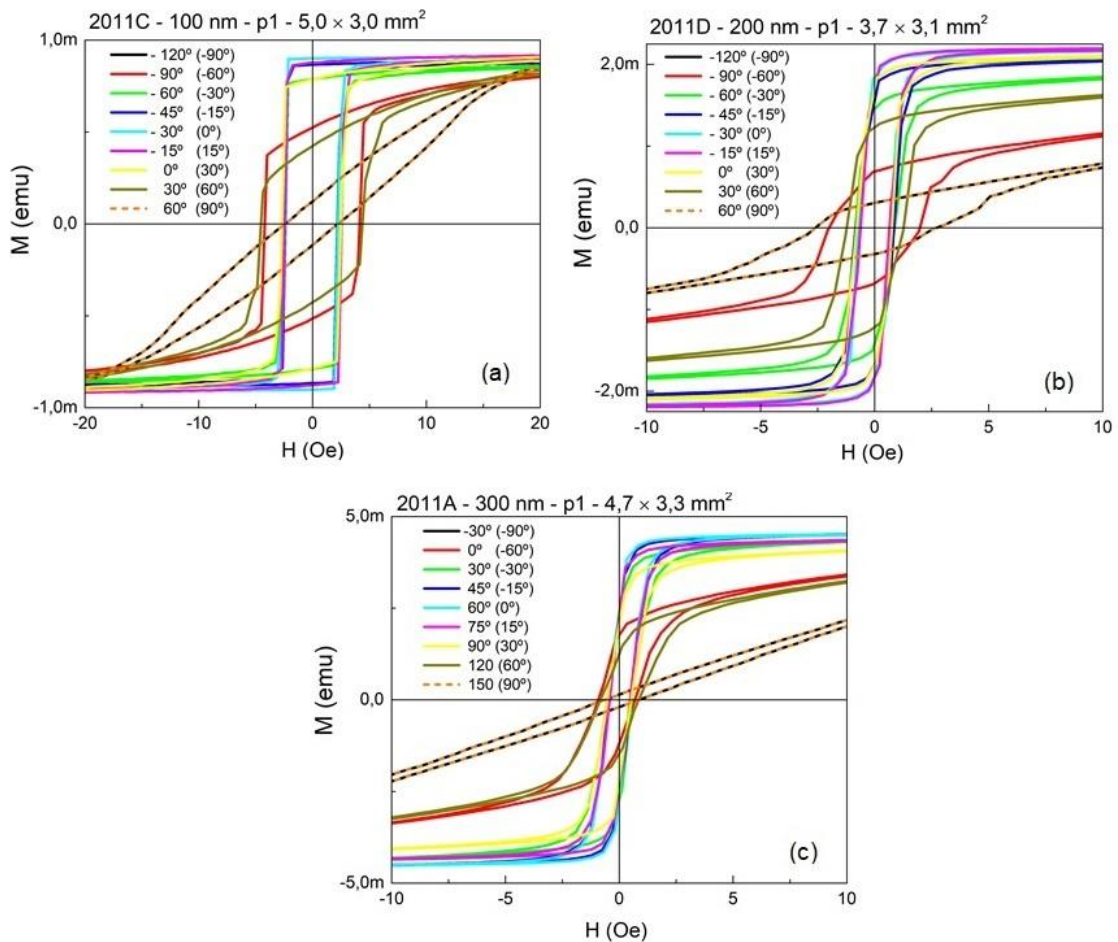
As curvas de histerese foram medidas com o campo externo aplicado paralelamente ao plano das amostras, em diferentes orientações em relação a uma direção de referência. Durante a deposição dos filmes, essa direção é sempre perpendicular à direção do movimento do substrato. Essa definição é importante, porque no sistema de deposição do LMMM, por fatores associados ao movimento do substrato e ao campo magnético residual dos canhões, um eixo fácil ao longo dessa direção pode ser induzido em amostras ferromagnéticas macias.

Nas figuras 4.4(a)-(c), são apresentadas as curvas de histerese, para alguns valores de θ_H , o ângulo entre a direção do campo externo e a direção de referência, para os filmes de 100, 200 e 300 nm. Como as amostras foram cortadas em pequenos retângulos com o lado maior ao longo da direção de referência, nas dimensões indicadas nas figuras, por exemplo, $5,0 \times 3,0 \text{ mm}^2$, a primeira diz respeito ao comprimento da amostra ao longo da direção de referência, enquanto, a segunda, ao longo da direção perpendicular. Nas legendas dessas figuras, os ângulos entre parênteses, representam as orientações do campo externo se o eixo fácil da magnetização for tomado como referência.

A figura 4.4(a) mostra as curvas de histerese do filme com espessura de 100 nm. A curva de histerese para $\theta_H = -30^\circ$ é perfeitamente retangular, o campo coercivo nessa direção é

de apenas 2,0 *Oe* e a magnetização remanente é de 100% ($M_r/M_s = 1$), ou seja, essa é uma direção fácil para a magnetização. A remanência diminui quando o campo é desviado dessa direção, atingindo o menor valor percentual quando $\theta_H = 60^\circ$ (ou $\theta_H = -120^\circ$). Nessa direção, a curva de histerese tem características de eixo duro, a remanência é de apenas 13% e o campo de saturação é de ~ 25 *Oe*. Para qualquer outro ângulo de medida a remanência tem um valor maior do que 13%.

Figura 4.4 – Curvas de histerese das amostras com espessuras de 100, 200, e 300 *nm*.



Fonte: A autora.

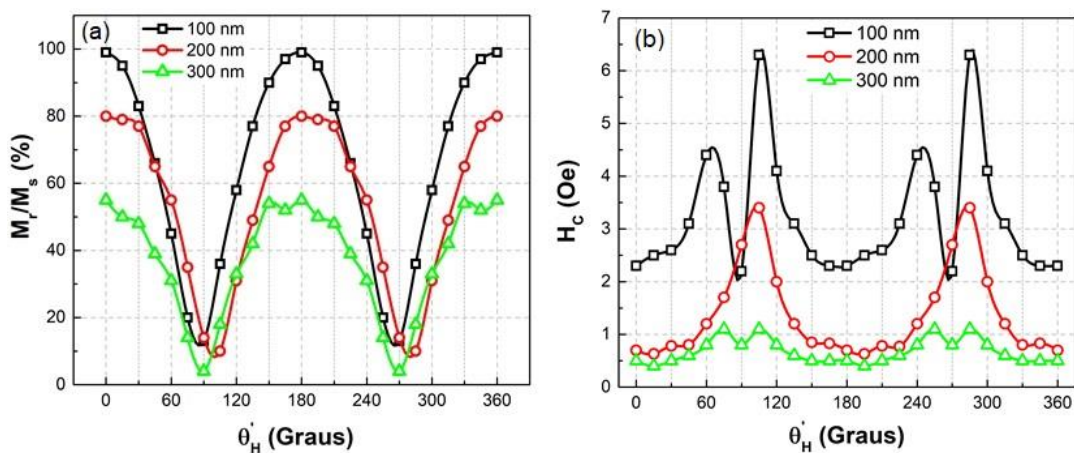
A figura 4.5 apresenta a dependência angular da magnetização remanente para as amostras com espessura entre 100 e 300 *nm*. Nessa figura, a orientação do campo foi representada tomando o eixo fácil como referência; os símbolos representam os dados extraídos das curvas de histerese e as linhas são apenas guias para os olhos.

A curva preta na figura 4.5(a) mostra a dependência angular da magnetização remanente para a amostra com espessura de 100 *nm*. Nesse caso, a simetria em relação ao eixo fácil é

evidente. A remanência é máxima na direção do eixo fácil ($\theta'_H = 0^\circ$) e decresce suavemente até um valor mínimo, quando o campo aplicado no eixo duro ($\theta'_H = 90^\circ$), perpendicular ao eixo fácil. Essa resposta angular é típica em sistemas com anisotropia uniaxial.

Por outro lado, a figura 4.5(b) mostra a dependência angular do campo coercivo. A curva em preto mostra os dados para a amostra com espessura de 100 nm. É possível ver que o campo coercivo é mínimo (~ 2 Oe) quando o campo é aplicado na direção fácil ($\theta'_H = 0^\circ$), ele cresce quando o campo é desviado dessa direção, atingindo um máximo ($\sim 4,4$ Oe) em $\theta'_H = 60^\circ$, a coercitividade então decresce para o valor mínimo, quando o campo é aplicado no eixo duro ($\theta'_H = 90^\circ$), volta a crescer, atingindo outro máximo ($\sim 6,3$ Oe) em $\theta'_H = 105^\circ$ e finalmente decresce, novamente, até o valor mínimo, quando o campo volta para o eixo fácil ($\theta'_H = 180^\circ$). Esse comportamento não é típico de um sistema perfeitamente uniaxial, nesse caso, a coercitividade deveria ser máxima na direção do eixo fácil e decrescer quando o campo é desviado dessa direção, apresentando um mínimo quando o campo é aplicado ao longo do eixo duro, na direção perpendicular ao eixo fácil. Assim, esses resultados indicam que essa amostra (espessura de 100 nm) apresenta uma anisotropia no plano, fraca, porém bem definida, mas que, não é perfeitamente uniaxial.

Figura 4.5 – Dependência angular da magnetização remanente e do campo coercivo para os filmes com espessuras entre 100 e 300 nm.



Fonte: A autora.

A figura 4.4(b) mostra as curvas de histerese para a amostra com espessura de 200 nm. A resposta magnética dessa amostra é bastante similar à de 100 nm no sentido de que o eixo fácil também está ao longo da direção $\theta_H = -30^\circ$ e o eixo duro ao longo de $\theta_H = 60^\circ$. Nesse caso, entretanto, embora o campo coercivo seja de apenas 0,7 Oe, a curva de eixo fácil não é

perfeitamente retangular e a remanência é de 80%. No eixo duro, a remanência é de apenas 15% e o campo de saturação aumenta para aproximadamente 80 *Oe*, indicando que a energia de anisotropia dessa amostra é consideravelmente maior do que na amostra de 100 *nm*. Além disso, curva de histerese para $\theta_H = -15^\circ$ é muito similar a obtida com $\theta_H = -30^\circ$, com coercitividade e remanência praticamente iguais, indicando uma dispersão angular, de aproximadamente 15° , na direção da anisotropia, ou seja, as diferentes direções entre $\theta_H = -15^\circ$ e $\theta_H = -30^\circ$ são direções de fácil magnetização.

Na figura 4.5(a), as curvas em vermelho representam dependência angular da magnetização remanente para o filme com espessura de 200 *nm*. A magnetização remanente é máxima, 85%, ao longo do eixo fácil ($\theta'_H = 0^\circ$), decresce suavemente até um valor mínimo de 10% quando $\theta'_H = 105^\circ$, sendo que, ao longo da direção perpendicular ao eixo fácil ($\theta'_H = 90^\circ$), a remanência é de 14%. Após atingir o valor mínimo, ela volta a crescer atingindo novamente o valor máximo de 80% em $\theta'_H = 180^\circ$ (eixo fácil). Esse gráfico também mostra que os valores de M_r/M_s são muito próximos para $165^\circ \leq \theta'_H \leq 210^\circ$ (ou, $-15^\circ \leq \theta'_H \leq 30^\circ$), indicando que a amplitude na dispersão na direção da anisotropia pode ser de até, aproximadamente, 45° . Essa assimetria angular nos valores da magnetização remanente, indicam que, embora exista uma anisotropia no plano, ela não é puramente uniaxial.

A curva em vermelho na figura 4.5(b), representa a dependência do campo coercivo com a direção de aplicação do campo externo para a amostra de 200 *nm* de espessura. O valor de 0,7 *Oe* ao longo do eixo fácil ($\theta'_H = 0^\circ$) praticamente não muda até $\theta'_H = 45^\circ$. Desvios maiores no ângulo fazem o campo coercivo crescer suavemente até um valor máximo de 3,4 *Oe*, quando $\theta'_H = 105^\circ$, após isso, os valores decrescem novamente para o patamar abaixo de 1 *Oe* para $150^\circ \leq \theta'_H \leq 225^\circ$. Novamente, essa resposta do campo coercivo não é típica de sistemas perfeitamente uniaxiais.

As curvas de magnetização do filme com espessura de 300 *nm*, figura 4.4(c), também indicam a presença de uma anisotropia bem definida no plano, entretanto, neste caso, o eixo fácil fica ao longo da direção $\theta_H = 60^\circ$ e o eixo duro ao longo da direção $\theta_H = -30^\circ$, ou seja, uma inversão de 90° na direção da anisotropia em comparação com as amostras mais finas. A curva do eixo fácil não é perfeitamente retangular, o campo coercivo nessa direção é de apenas 0,5 *Oe* e a remanência é de 55%. Ao longo do eixo duro a remanência é de apenas 4% e campo de saturação é de aproximadamente 25 *Oe*, indicando que a energia de anisotropia dessa amostra é comparável à do filme de 100 *nm*. Além disso, curva de histerese para $\theta_H = 45^\circ$ é muito similar

a obtida com $\theta_H = 60^\circ$, com coercitividade e remanência praticamente iguais, indicando uma dispersão angular na direção da anisotropia.

Na figura 4.5(b), a curva em verde representa a dependência angular da remanência para a amostra com 300 nm de espessura. A remanência é máxima (54%) ao longo do eixo fácil ($\theta'_H = 0^\circ$) e decai suavemente para um valor mínimo (4%) no eixo duro ($\theta'_H = 90^\circ$), após isso, a remanência cresce suavemente até o valor máximo em $\theta'_H = 180^\circ$ (eixo fácil), apresentando uma resposta angular típica em sistemas uniaxiais.

A dependência angular do campo coercivo, para o filme com 300 nm de espessura, é representada pela curva em verde na figura 4.5(b). Para essa amostra, o campo coercivo praticamente não muda em torno do eixo fácil $150^\circ \leq \theta'_H \leq 180^\circ$ (ou, $-30^\circ \leq \theta'_H \leq 30^\circ$). Para desvios maiores do campo externo em relação ao eixo fácil, o campo coercivo cresce, atingindo um valor máximo de 1,1 Oe ($\theta'_H = 75^\circ$ e $\theta'_H = 105^\circ$) em torno do eixo duro ($\theta'_H = 90^\circ$). Após isso, decresce novamente para o valor mínimo em $\theta'_H = 180^\circ$ (eixo fácil). Embora a resposta angular da magnetização remanente seja típica de sistemas uniaxiais, a resposta do campo coercivo é similar ao das outras amostras, indicando que, a anisotropia no plano, nesse caso, também não é perfeitamente uniaxial.

A tabela 4.2 reúne os valores obtidos das curvas de histerese para o campo coercivo (H_C), remanência (M_R) e campo de saturação (H_S) ao longo do eixo fácil e do eixo duro, e ao longo das direções $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$ (orientações usadas nas medidas de FMR), para esse conjunto de amostras com espessuras de 100 - 300 nm.

Tabela 4.4 – Parâmetros extraídos das curvas de histerese para as amostras de 100, 200 e 300 nm.

Amostra	Espessura	Eixo fácil	Eixo duro	$\theta_H = 0^\circ$	$\theta_H = 90^\circ$
2011C	100 nm	$H_C = 2,0 \text{ Oe}$ $M_R/M_S = 1$	$H_S \sim 25 \text{ Oe}$ $M_R/M_S = 0,13$	$H_C = 2,5 \text{ Oe}$ $M_R/M_S = 0,84$ $H_S \sim 25 \text{ Oe}$	$H_C = 4,0 \text{ Oe}$ $M_R/M_S = 0,58$ $H_S \sim 35 \text{ Oe}$
2011D	200 nm	$H_C = 0,7 \text{ Oe}$ $M_R/M_S = 0,85$	$H_S \sim 80 \text{ Oe}$ $M_R/M_S = 0,15$	$H_C = 0,6 \text{ Oe}$ $M_R/M_S = 0,78$ $H_S \sim 30 \text{ Oe}$	$H_C = 2,0 \text{ Oe}$ $M_R/M_S = 0,32$ $H_S \sim 90 \text{ Oe}$
2011A	300 nm	$H_C = 0,5 \text{ Oe}$ $M_R/M_S = 0,55$	$H_S \sim 25 \text{ Oe}$ $M_R/M_S = 0,045$	$H_C = 0,8 \text{ Oe}$ $M_R/M_S = 0,33$ $H_S \sim 60 \text{ Oe}$	$H_C = 0,5 \text{ Oe}$ $M_R/M_S = 0,74$ $H_S \sim 30 \text{ Oe}$

Fonte: A autora.

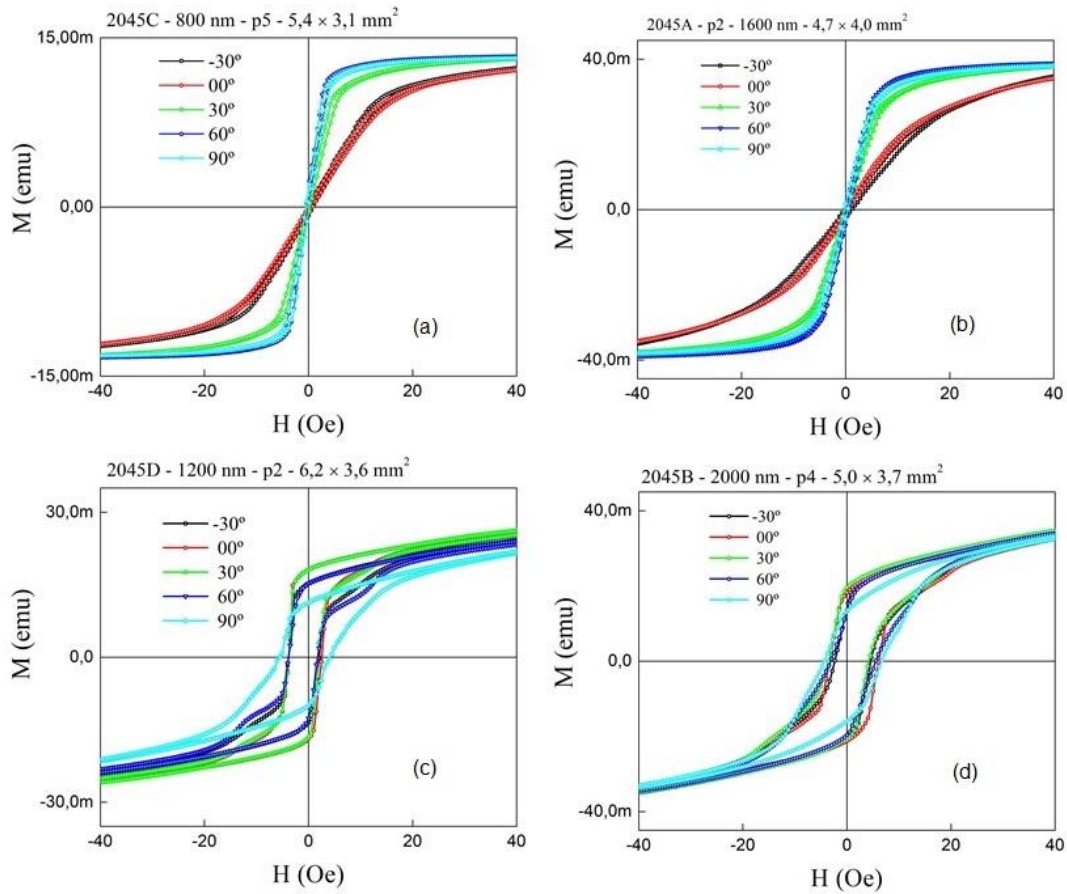
Para fechar a descrição dessa série de amostras, 100, 200 e 300 nm, é importante salientar que cada uma delas foi depositada em uma única passada do substrato sobre o canhão,

com velocidades de 6, 3 e 2 *passos/s*, respectivamente. Essa diferença de velocidade pode ser uma fonte de anisotropia e ser um dos ingredientes para explicar as diferentes respostas magnéticas observadas. Além disso, a diminuição da magnetização remanente, ao longo do eixo fácil, de 100% para 54%, com o aumento da espessura, é um indicativo de que, nas amostras com espessura acima de 100 *nm*, a magnetização apresenta uma componente fora do plano. Como mencionado na seção 3.1 do capítulo anterior, a anisotropia no plano deve ter sido induzida pelo campo residual, gerado pelos ímãs dos canhões, presente na região do substrato durante a deposição. Medidas feitas com um gaussímetro, com a câmara de deposição aberta, indicam um campo de 1 a 2 *Oe* paralelamente ao plano do substrato e um campo de aproximadamente 30 *Oe* na direção normal.

Na figura 4.6, são apresentadas as curvas de magnetização para as amostras com espessuras de 800, 1200, 1600 e 2000 *nm*, respectivamente. As respostas dos filmes de 800 e 1600 *nm* são muito similares. É possível observar em 4.6(a) e 4.6(b) que, para esses filmes, independentemente de θ_H , as curvas de histerese são curvas típicas de eixo duro, ou seja, reversíveis, com remanência e coercitividade quase nulas. Isso fica mais evidente nas figuras 4.4(e) e 4.4(f), onde são apresentadas as curvas somente para 0° e 90° , numa região de campo menor. Para ambas as amostras, o campo de saturação para $\theta_H = 90^\circ$ (~ 30 *Oe*) é menor do que o campo de saturação para $\theta_H = 0^\circ$ (~ 60 *Oe*). Os resultados indicam que essas amostras, de 800 e 1600 *nm*, não apresentam uma anisotropia uniaxial, embora não sejam completamente isotrópicas.

Nas figuras 4.6(c) e 4.6(d), é possível observar que os filmes de 1200 *nm* e 2000 *nm* apresentaram uma resposta completamente diferente. Nesse caso, independentemente do ângulo, as curvas de histerese são muito similares, o que indica que as amostras são praticamente isotrópicas. Por outro lado, as curvas de histerese não são curvas reversíveis, apresentando uma remanência de aproximadamente 0,5 e um campo coercivo de aproximadamente 5 *Oe*. Além disso, o campo de saturação dessas amostras é consideravelmente maior, em torno de 140 *Oe* para $\theta_H = 0^\circ$ e 130 *Oe* para $\theta_H = 90^\circ$. Os valores do campo de saturação nas direções 0° e 90° são reunidos na tabela 4.3.

Figura 4.6 – Curvas de histerese das amostras de 800, 1200, 1600 e 2000 nm obtidas com o VSM do LAM.



Fonte: A autora.

Tabela 4.5 – Valores do campo de saturação obtidos a partir das curvas de histerese para os filmes mais espessos (800 - 2000 nm).

Amostra	Espessura	$\theta_H = 0^\circ$	$\theta_H = 90^\circ$
2045C	800 nm	$H_S \sim 120 \text{ Oe}$	$H_S \sim 30 \text{ Oe}$
2045A	1600 nm	$H_S \sim 120 \text{ Oe}$	$H_S \sim 80 \text{ Oe}$
2045D	1200 nm	$H_S \sim 140 \text{ Oe}$	$H_S \sim 120 \text{ Oe}$
2045B	2000 nm	$H_S \sim 140 \text{ Oe}$	$H_S \sim 140 \text{ Oe}$

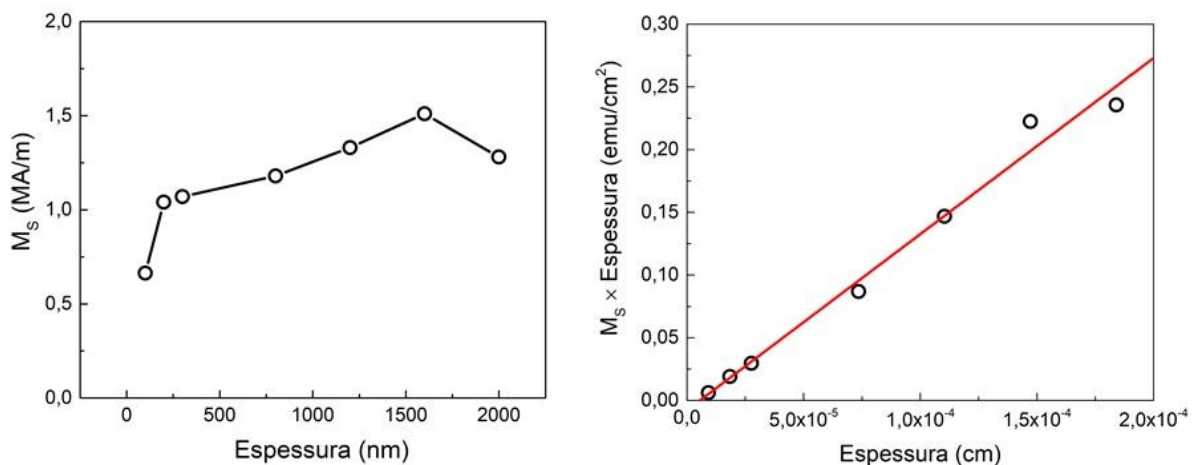
Fonte: Próprio autor.

Aqui, também é importante salientar a forma como os filmes mais espessos foram depositados. O filme de 800 nm é composto de uma camada de 600 nm ($v_d = 1 \text{ passo/s}$) mais uma de 200 nm ($v_d = 3 \text{ passos/s}$). O filme de 1600 nm foi depositado de maneira similar, porém, com duas repetições para cada camada. Ou seja, os dois filmes com resposta magnética similar foram crescidos de forma similar, tendo a velocidade de deposição das camadas como

parâmetro. Já o filme de 1200 nm é formado do por duas camadas de 600 nm , enquanto, o de 2000 nm é formado por três camadas de 600 nm e uma de 200 nm . A resposta magnética quase isotrópico desses dois filmes pode estar associada ao fato de serem formados predominantemente por camadas de 600 nm , depositados com a menor velocidade de deposição possível ($v_d = 1\text{ passo/s}$). Essa é uma questão a ser futuramente investigada, a influência da velocidade do substrato sobre a anisotropia em filmes de CoFeB depositados sem a aplicação de campo magnético.

Para finalizar a seção, na figura 4.7(a) são apresentados os valores de M_s extraídos das curvas de histerese. Esses resultados foram obtidos dividindo os valores em “emu” fornecidos pelo VSM pelo volume de material magnético das amostras. As dimensões laterais dos filmes foram medidas com um paquímetro com precisão de $0,1\text{ mm}$. A espessura utilizada no cálculo do volume foi a espessura aferida a partir das medidas de XRR, ou seja, 92% dos valores nominais. É possível observar, que a magnetização cresce com a espessura desde $0,663\text{ MA/m}$ até um valor máximo de $1,51\text{ MA/m}$ para a amostra de 1600 nm . Embora variações de M_s com a espessura já tenham sido relatados em filmes de CoFeB com espessuras entre $10 - 50\text{ nm}$ (CHEN; XIE, 2012), e outras propriedades magnéticas apresentem dependência com a espessura da amostra, a magnetização de saturação deve ser independente da espessura dos filmes, pelo menos enquanto o número de átomos na superfície for insignificante em relação ao número de átomos no volume da amostra (CULLITY; GRAHAM, 2009), que é o caso aqui, já que o filme mais fino tem uma espessura de $\sim 1000\text{ \AA}$, ou seja, cerca de 500 camadas atômicas.

Figura 4.7 – (a) Magnetização de saturação em função da espessura dos filmes de $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$. (b) Dependência da magnetização de saturação por unidade de área com a espessura.



Fonte: A autora.

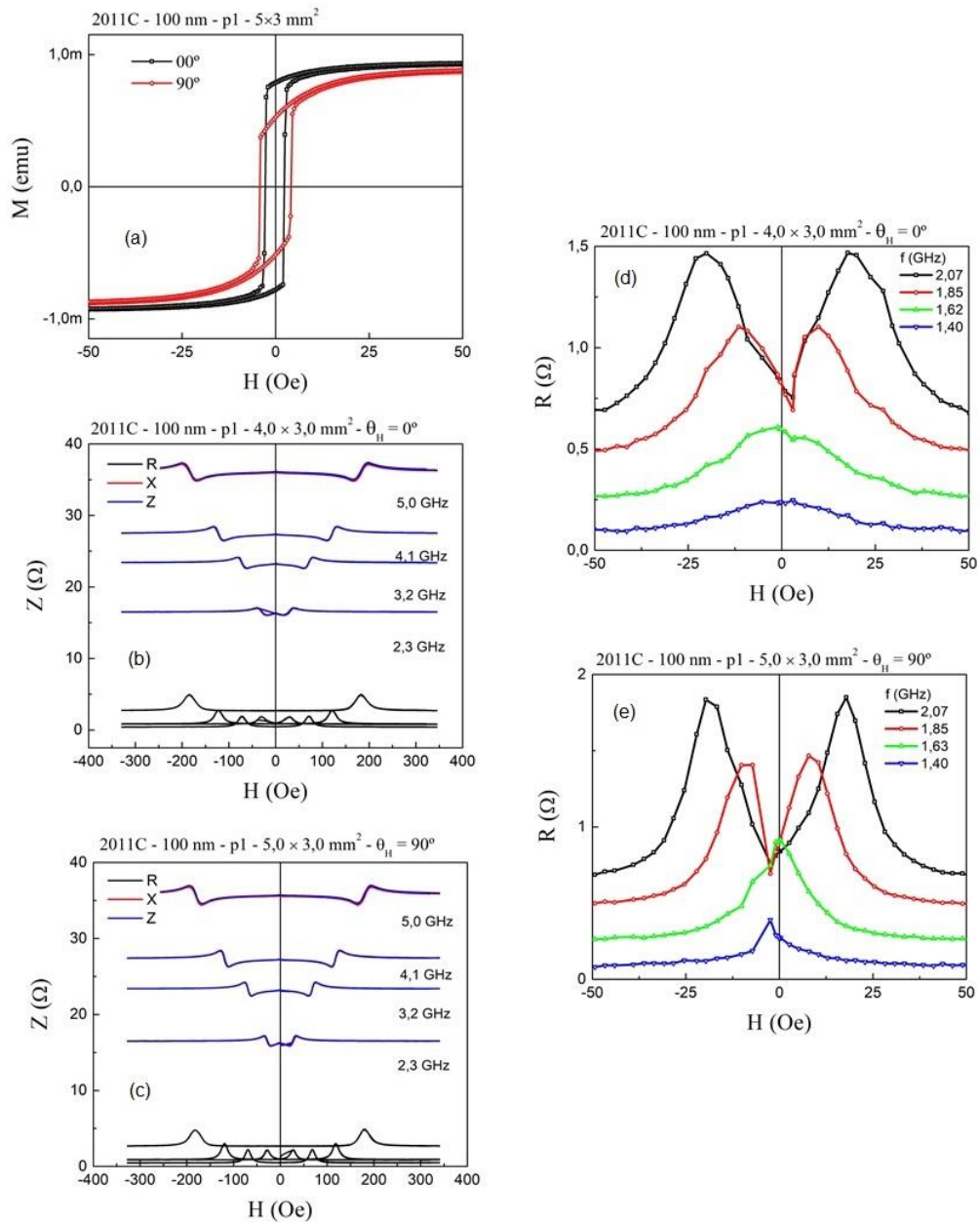
Para determinar a magnitude da magnetização de saturação com maior precisão, foi analisada a dependência com a espessura do momento magnético total por unidade de área (CHEN; XIE, 2012). A inclinação da curva de $(M_S \times A)$ vs. A , sendo A a espessura dos filmes, dá a magnitude da magnetização de saturação. Do ajuste na figura 4.7(b), reta em vermelho, o valor obtido foi $M_S = 1,40 \text{ MA/m}$, esse valor é muito próximo aos valores obtidos em micro tiras da mesma composição com espessura de 40 nm ($1,30 - 1,39 \text{ MA/m}$) (BELMEGUENAI, 2018b) e é ligeiramente maior do que o valor encontrado para filmes de $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ com 75 nm de espessura ($1,25 \text{ MA/m}$) (FENG et al., 2020). Esse resultado, também está de acordo com o resultado extraído dos ajustes das curvas de f_r vs. H usando a relação de Kittel, que será apresentado adiante, segundo o qual, a magnetização de saturação média das amostras é de $1,36 \text{ MA/m}$ ($M_s = 1350 \text{ G}$).

4.4. CURVAS DE Z VS. H

Conforme exposto anteriormente, a resposta dinâmica dos filmes foi investigada a partir de medidas da impedância de uma guia de onda do tipo microstripline, na qual a amostra é colocada entre os planos condutores da guia, de forma que, em altas frequências, em regimes de campo onde as amostras já se encontram magneticamente saturadas, as alterações na impedância estão associadas a absorção ressonante pelos spins em precessão. As medidas foram feitas numa faixa de frequências entre $0,5$ e 5 GHz . Após a calibração padrão do VNA, foi adicionado um comprimento elétrico de 15 ps , que equivale a uma distância de 14 mm , aproximadamente a distância entre o plano de calibração e a extremidade do conector SMA onde os planos condutores da microstripline estão conectados. Durante as medidas, o campo externo foi aplicado ao longo da microstripline, paralelamente ao plano da amostra. Para cada amostra foram realizadas medidas em duas geometrias, com campo paralelo a direção de referência ($\theta_H = 0^\circ$) e com campo perpendicular a direção de referência ($\theta_H = 90^\circ$). Para isso, basta posicionar a amostra com a direção de referência ao longo ou perpendicularmente a direção longitudinal da microstripline, direção em que o campo externo é aplicado. A facilidade de trocar as amostras e realizar medidas em diferentes configurações é uma das vantagens dessa técnica em relação a magneto-impedância, por exemplo, na qual as amostras precisam ser eletricamente conectadas a microstripline e a amostra faz o papel de um dos planos condutores. A seguir são apresentadas as curvas de Z , R e X vs. H , onde R e X são as componentes real e imaginária da impedância da linha.

Nas figuras 4.8, são apresentadas as curvas de R , X e Z vs. H da amostra de 800 nm , para algumas frequências, nas duas configurações de medida, ou seja, $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. Para facilitar a análise das curvas de impedância, a figura 4.8(a) mostra as curvas de histerese obtidas quando o campo externo é aplicado ao longo dessas direções.

Figura 4.8 – (a) Curvas de histerese para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$, as mesmas configurações de campo das medidas de impedância. (b)-(c) Curvas de R , X e Z vs. H para algumas frequências no regime ressonante para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (d)-(e) Curvas de R vs. H para frequências mais baixas ($f < 2,07\text{ GHz}$) para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. Resultados relativos ao filme de 100 nm .



Fonte: A autora.

Nas figuras 4.8(b)-(c), é possível observar que, no caso dessa amostra, as curvas de impedância são muito similares para as duas configurações de campo. Esse resultado não é estranho, tendo em vista a similaridade das curvas de histerese para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. Em ambos os casos, os efeitos da FMR são muito evidentes. Por exemplo, os picos em R , em valores de campo que aumentam com a frequência, são uma assinatura do efeito. Além disso, também é evidente a dependência de X com f , que joga as curvas de X vs. H para valores uma ordem de grandeza acima dos valores de R . Como o interesse nesse trabalho é na absorção ressonante da amostra, e a componente real da impedância do sistema é proporcional a potência absorvida pela amostra, à análise da dinâmica da magnetização foi feita a partir das curvas de ΔR vs. H .

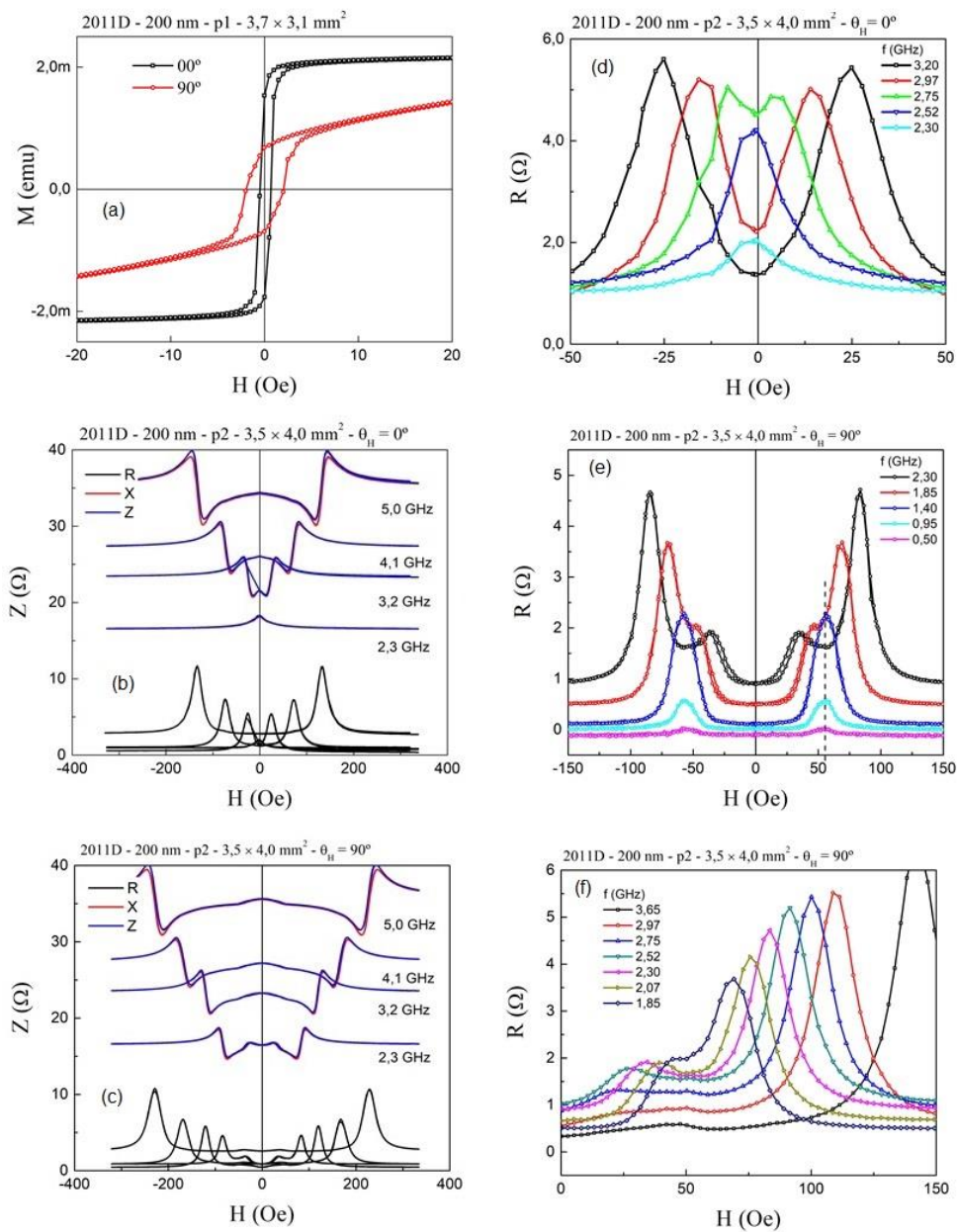
Nas figuras 4.8(d)-(e), são apresentadas as curvas de R vs. H , para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$, numa faixa frequências mais baixas ($f < 2,1$ GHz). É possível observar a transição de um regime magneto-indutivo para um regime ressonante, acima de 1.62 GHz. Também é possível observar uma estrutura de pico simples nas frequências mais baixas, antes da FMR, típica em medidas de impedância quando o campo externo é aplicado ao longo do eixo fácil.

Na figura 4.9, são apresentados os mesmos gráficos discutidos acima, porém, para a amostra com espessura de 200 nm. Nesse caso, como pode ser visto na figura 4.9(a), $\theta_H = 0^\circ$ corresponde a uma direção de fácil magnetização, enquanto que, $\theta_H = 90^\circ$ corresponde a uma direção dura. Como o campo de saturação no eixo fácil é muito menor (~ 4 Oe) do que no eixo duro (~ 80 Oe), os picos de FMR nas curvas de R vs. H aparecem em campos muito mais baixos quando $\theta_H = 0^\circ$, como pode ser visto nas figuras 4.9(b)-(c) e 4.9(d)-(e). Por outro lado, os efeitos ressonantes aparecem em frequências mais baixas ($f > 1.8$ GHz) quando $\theta_H = 90^\circ$, ou seja, quando o campo externo é aplicado ao longo do eixo duro e o campo magnético alternado oscila ao longo do eixo fácil.

Para $\theta_H = 0^\circ$, os efeitos ressonantes aparecem acima de 2.5 GHz (figura 4.9(d)). Os efeitos da anisotropia sobre as curvas de R vs. H ficam evidentes comparando as figuras 4.9(d) e 4.9(e). No primeiro caso, quando $\theta_H = 0^\circ$, e o campo é aplicado ao longo do eixo fácil, as curvas de R vs. H apresentam uma estrutura de picos simples com máximos em $H = \pm H_C$ (um pico em $H = -H_C$, quando o campo aplicado decresce desde $H = +H_{max}$, e um pico em $H = +H_C$, quando o campo aplicado cresce a partir de $H = -H_{max}$). Já na outra situação, quando $\theta_H = 90^\circ$, e o campo é aplicado ao longo do eixo duro, as curvas de R vs. H apresentam uma estrutura de duplos picos (de fato, dois picos quando o campo decresce e dois picos quando o campo cresce), mesmo na frequência mais baixa (0,5 GHz). Neste caso, os picos duplos se localizam em $H \approx \pm H_S$, sendo H_S o campo de saturação ao longo do eixo duro. A amplitude dos picos duplos

crece coma frequência até a FMR se tornar dominante ($f > 1,4 \text{ GHz}$). Além disso, nas curvas de R vs. H para $\theta_H = 90^\circ$ (figura 4.9(f)) é visível a presença de picos secundários em campo mais baixos do que os campos de ressonância do pico principal. Também é possível observar que os valores dos campos de ressonância desses picos secundários decrescem com a frequência.

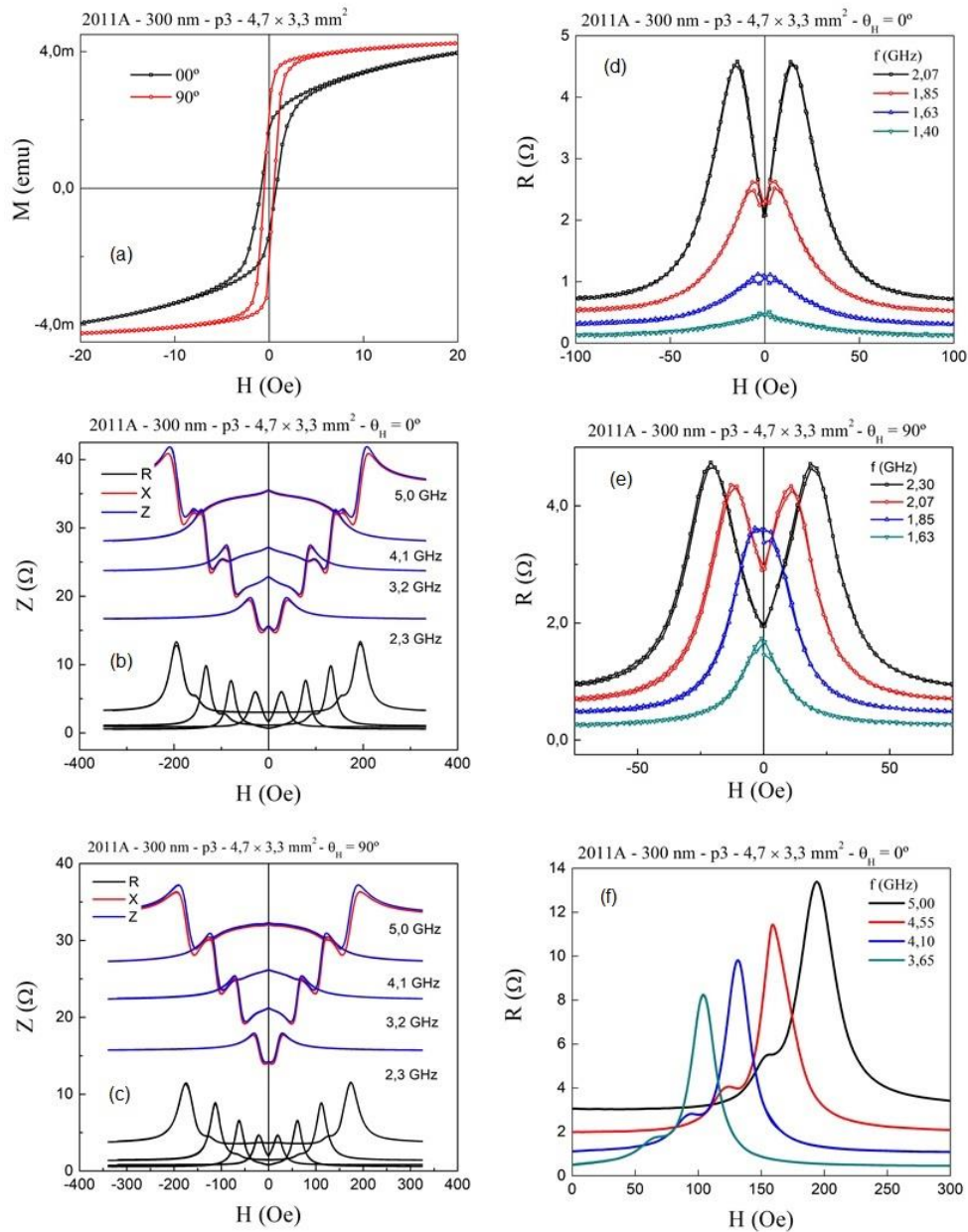
Figura 4.9 – (a) Curvas de histerese para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (b)-(c) Curvas de R , X e Z vs H para algumas frequências no regime ressonante para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (e)-(f) Curvas de R vs. H para frequências mais baixas ($f < 3,65 \text{ GHz}$) para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. Resultados relativos ao filme de 200 nm .



Fonte: A autora.

Na figura 4.10, são apresentados resultados similares para a amostra com espessura de 300 nm.

Figura 4.10 – (a) Curvas de histerese para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (b)-(c) Curvas de R , X e Z vs. H para algumas frequências no regime ressonante para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (e)-(f) Curvas de R vs. H para frequências mais baixas para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. Resultados relativos ao filme de 300 nm.

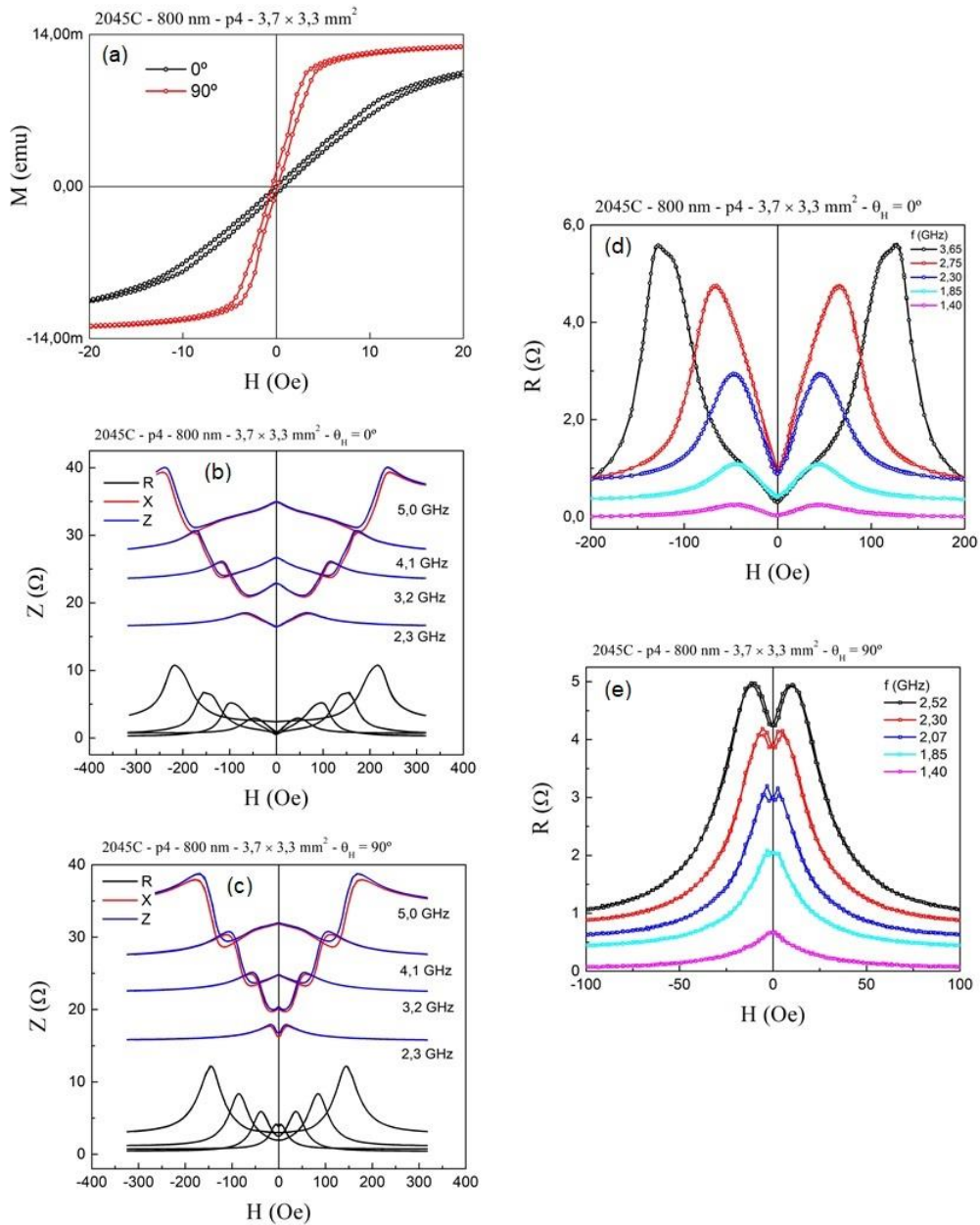


Fonte: A autora.

Nas figuras 4.10(b)-(c), é possível ver que as curvas de Z vs. H são muito similares para as duas configurações de campo. Isso reflete o fato de que as curvas de histerese são muito parecidas para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$ (figura 4.10(a)). As figuras 4.10(d)-(e), mostram que na região de transição para a FMR ($f < 2$ GHz), as curvas de R vs. H evoluem a partir de uma estrutura de pico simples, o que está de acordo com as curvas de histerese, que mostram que as direções $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$ não são eixos duros para a magnetização. Além disso, a figura 4.10(f) mostra, para $\theta_H = 90^\circ$, a presença de um pico secundário em campos de ressonância mais baixos em comparação com o pico principal. Nesse caso, o valor do campo de ressonância cresce com a frequência.

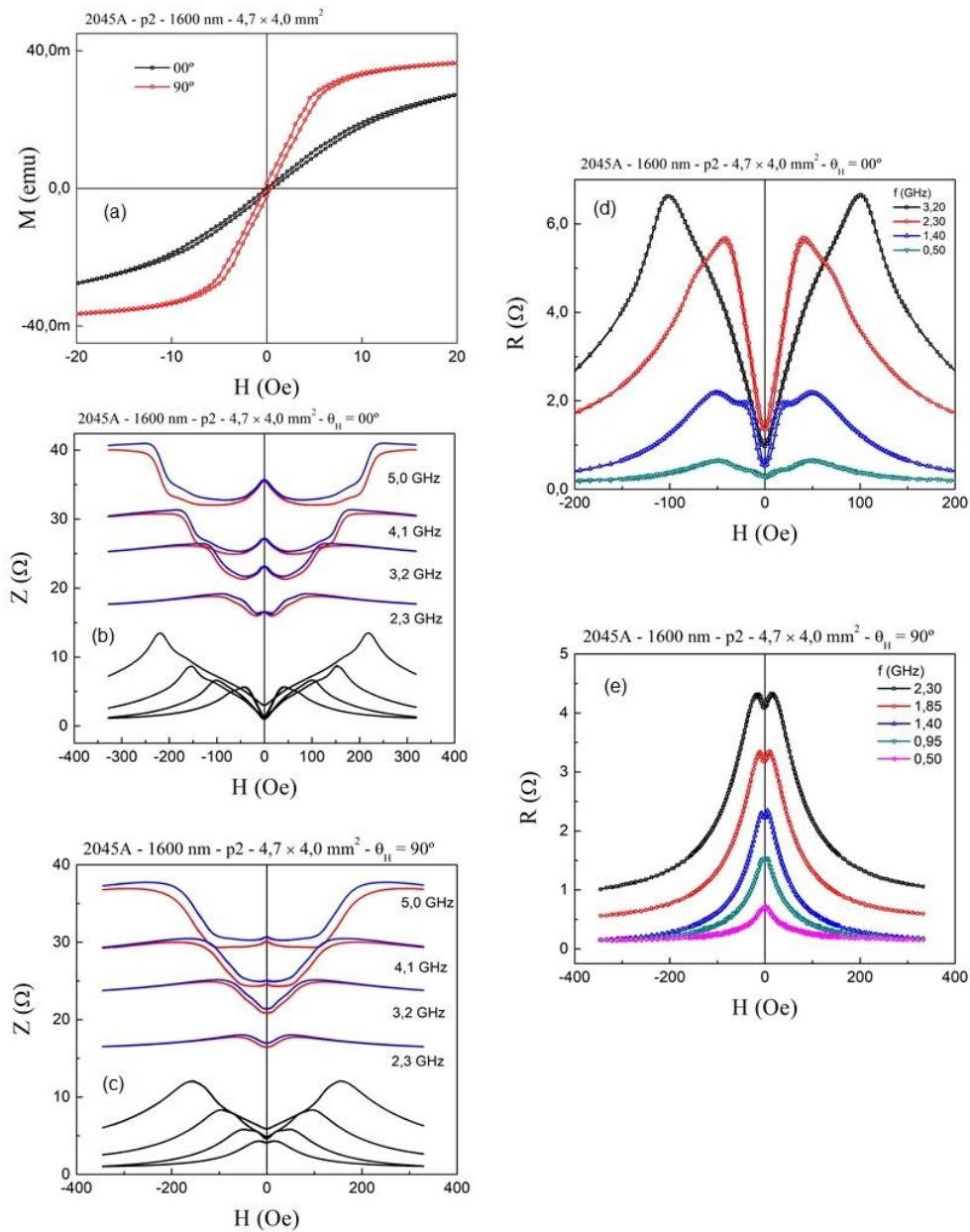
O mesmo conjunto de medidas foi feito com as amostras mais espessas. Nas figuras 4.11 e 4.12, são apresentados os resultados para as amostras de 800 e 1600 nm. Como discutido na seção anterior, as curvas de histerese dessas amostras são muito similares. As figuras 4.11(a) e 4.12(a) mostram que, para ambas as configurações de campo, as curvas de histerese desses filmes são típicas de eixo duro, com remanência e coercitividade quase nulas. Entretanto, para a direção $\theta_H = 90^\circ$ as curvas são menos inclinadas do que na direção $\theta_H = 0^\circ$. Além disso, os campos de saturação na direção $\theta_H = 90^\circ$ (~ 30 e 80 Oe), são menores do que na direção $\theta_H = 0^\circ$ (~ 120 Oe), ou seja, para essas amostras, a direção $\theta_H = 90^\circ$ é uma direção mais macia do que a direção $\theta_H = 0^\circ$. Essa diferença aparece nas curvas de Z vs. H . Embora para ambas as configurações de campo os efeitos da FMR sejam claros, com picos em R se deslocando para campos mais altos com a frequência, para $\theta_H = 0^\circ$ as curvas de R vs. H apresentam nítida assimetria na forma. Além disso, a baixas frequências, as curvas de R vs. H apresentam uma estrutura de picos duplos, típica quando o campo externo é aplicado no eixo duro (ver figuras 4.11(d) e 4.12(d)). Já para $\theta_H = 90^\circ$, para o filme de 800 nm, no regime da FMR ($f > 2$ GHz), as curvas de R vs. H são perfeitamente simétricas (ver figura 4.11(c)), enquanto que, a amostra de 1600 nm apresenta picos mais largos com algum grau de assimetria (ver figura 4.12(c)). Em frequências mais baixas, antes do regime ressonante, as curvas de R vs. H apresentam uma estrutura de pico simples (figuras 4.11(e) e 4.12(e)). Além disso, é visível que a FMR começa em frequências mais baixas no filme de 1600 nm ($f > 0.95$ GHz) do que no de 800 nm ($f > 1,85$ GHz).

Figura 4.11 – (a) Curvas de histerese para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (b)-(c) Curvas de R , X e Z vs. H para algumas frequências no regime ressonante para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (e)-(f) Curvas de R vs. H para frequências mais baixas ($f < 3,65$ GHz) para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. Resultados relativos ao filme de 800 nm.



Fonte: A autora.

Figura 4.12 – (a) Curvas de histerese para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (b)-(c) Curvas de R , X e Z vs. H para algumas frequências no regime ressonante para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (e)-(f) Curvas de θ_H para frequências mais baixas ($f < 2,07$ GHz) para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. Resultados relativos ao filme de 1600 nm.

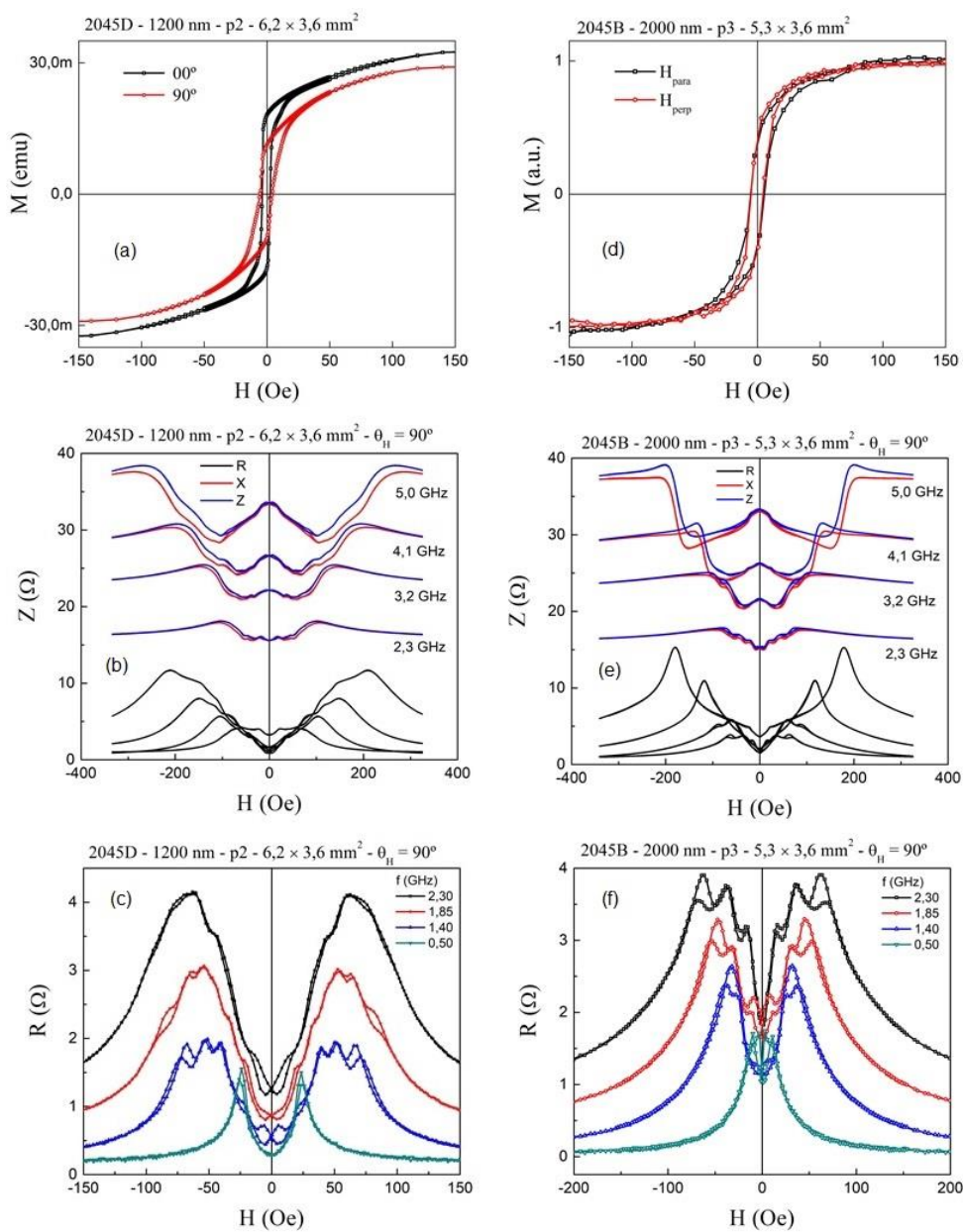


Fonte: A autora.

Finalmente, na figura 4.13 são apresentadas as curvas de Z vs. H para as amostras de 1200 e 2000 nm, que, de acordo com as curvas de histerese, são praticamente isotrópicas (figuras 4.13(a)-(d)). As figuras 4.13(c) e 4.13(f), mostram que, para esses filmes, a FMR começa em frequências tão baixas quanto 1,40 GHz, entretanto, uma estrutura com múltiplos picos evolui com a frequência nesse regime, provavelmente, devido ao fato de que para campos

menores do que $100 Oe$, como é o caso, as amostras não estão completamente saturadas. Para frequências ($f > 4 GHz$) e campos maiores ($H > 100 Oe$) é possível observar a evolução de um pico principal bem definido, no caso da amostra de $2000 nm$ (figura 4.13(e)), entretanto, no caso da amostra de $1200 nm$ esse pico é mais largo e assimétrico (figura 4.13(b)). A seguir, serão apresentados os resultados obtidos do estudo das características da FMR.

Figura 4.13 – (a)-(d) Curvas de histerese para $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. (d)-(e) Curvas de R , X e Z vs. H para algumas frequências no regime ressonante para $\theta_H = 90^\circ$. (c)-(f) Curvas de R vs. H para frequências mais baixas ($f < 2,30 GHz$) $\theta_H = 90^\circ$. Resultados relativos aos filmes de 1200 e $2000 nm$.



Fonte: A autora.

4.5. CURVAS DE ΔR VS. H

Nesse trabalho, as características da FMR foram aferidas a partir das curvas de frequência de ressonância contra campo e largura de linha à meia altura contra frequência. Os valores dos campos de ressonância e das larguras de linha foram obtidos ajustando as curvas experimentais de ΔR vs. H com a equação de uma função Lorentziana simétrica (GARCIA et al, 2017):

$$L = \frac{\Delta H^2}{(H - H_r)^2 + \Delta H^2}, \quad \text{Eq. (4.5)}$$

sendo ΔH a largura de linha à meia altura dos picos de FMR e H_r o campo de ressonância. As curvas de ΔR vs. H foram ajustadas fazendo $\Delta R = A_L L$, onde A_L , é a amplitude da Lorentziana, ajustada de acordo com os dados experimentais. A taxa de variação de R , foi calculada fazendo $\Delta R = \{R(H) - R(H_{max})\}/R(H_{max})$, sendo $R(H_{max})$ o valor de R quando $H \sim 350$ Oe.

Na figura 4.14 são apresentadas as curvas experimentais de ΔR vs. H e os ajustes obtidos com a equação 4.5. As figuras 4.14(a)-(f) mostram que para o conjunto de amostras mais finas, de 100 a 300 nm, com anisotropia no plano bem definida, em ambas as configurações de medida, $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$, os dados experimentais são bem ajustados pelas curvas Lorentzianas. É importante salientar que as curvas escolhidas para os ajustes foram àquelas obtidas em frequências suficientemente altas ($f > 2,30$ GHz) de forma a garantir que os campos de ressonância fossem maiores do que os campos necessários para a saturação magnética das amostras (veja tabela 4.1). Olhando para a amplitude das curvas de ΔR , é perceptível, também, que para todas os filmes dessa série as maiores variações em R ocorrem em torno $f = 3,65$ GHz.

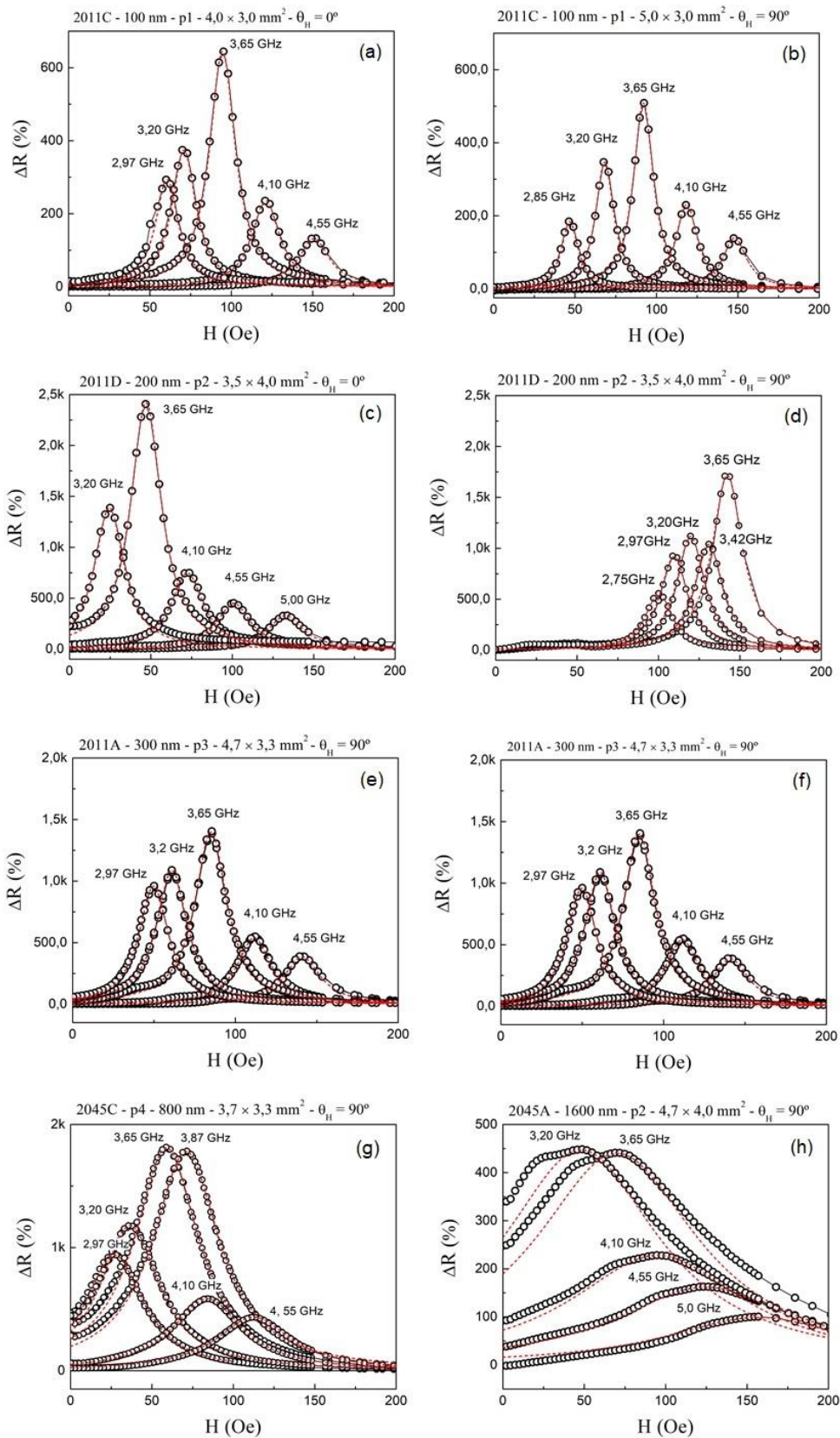
Para as amostras mais espessas (800 - 2000 nm), os resultados foram bem diferentes. As amostras de 1200 e 2000 nm tem curvas de histerese quase isotrópicas, com campo de saturação acima de 120 Oe, em ambas às configurações de campo ($\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$). Como exposto anteriormente, essas amostras apresentam curvas de R vs. H com múltiplos picos, em frequências abaixo de $\sim 2,5$ GHz, e picos assimétricos, em frequências acima desse valor, de forma que, não foi possível ajustar os dados experimentais com a eq. 4.5. As tentativas de ajuste ficaram consideravelmente piores do que o caso mostrado na figura 4.14(h), por isso, não serão apresentados.

O resultado é similar para os filmes de 800 e 1600 nm quando $\theta_H = 0^\circ$. Nessa situação o campo é aplicado ao longo do eixo duro e os filmes só saturam magneticamente com campos acima de 120 Oe, de forma que, as curvas de R vs. H não são perfeitamente simétricas como no

caso de filmes com anisotropia no plano bem definida. Entretanto, como pode ser visto na figura 4.14(g), para a amostra de 800 nm, com $\theta_H = 90^\circ$, as curvas de ΔR vs. H são perfeitamente ajustadas pela eq. 4.5. Nessa configuração, embora a curva de histerese seja do tipo reversível e inclinada (típica de eixo duro), o campo de saturação é de apenas 30 Oe (4 vezes menor que os 120 Oe necessários na direção $\theta_H = 0^\circ$). Isso significa que, para essas amostras, as curvas de R vs. H , medidas em frequências maiores do que $\sim 2,5$ GHz, foram obtidas com a amostra magneticamente saturada, de forma que, como mostrado figura 4.11(c), elas apresentam a simetria gaussiana usual. Na figura 4.14(h) são apresentadas as curvas de ΔR vs. H para amostras de 1600 nm e $\theta_H = 90^\circ$. Embora seja possível determinar as frequências de ressonância, a largura de linha dos dados experimentais é bem maior do que o resultado do ajuste.

Em suma, para às amostras mais finas (100 - 300 nm), para as quais a anisotropia no plano é bem definida, às curvas experimentais de ΔR vs. H foram bem ajustadas pela equação 4.5. Para as amostras mais espessa, (800 - 2000 nm), as curvas de ΔR vs. H são assimétricas e os ajustes não foram satisfatórios, exceto para a amostra de 800 nm, quando $\theta_H = 90^\circ$, nesse caso, o campo de saturação é ~ 30 Oe e as curvas de ΔR vs. H são simétricas.

Figura 4.14 – Curvas experimentais (símbolos) e ajustes teóricos (linhas em vermelho) das curvas de ΔR vs. H .



Fonte: A autora.

4.6. CURVAS DE f_r VS. H E ΔR VS. F

Na figura 4.15 são apresentadas as curvas de f_r vs. H . Os círculos em preto representam os dados obtidos dos ajustes das curvas de ΔR vs. H e as curvas em vermelho são os ajustes obtidos usando a relação de Kittel para amostras planas (KITTEL, 1948):

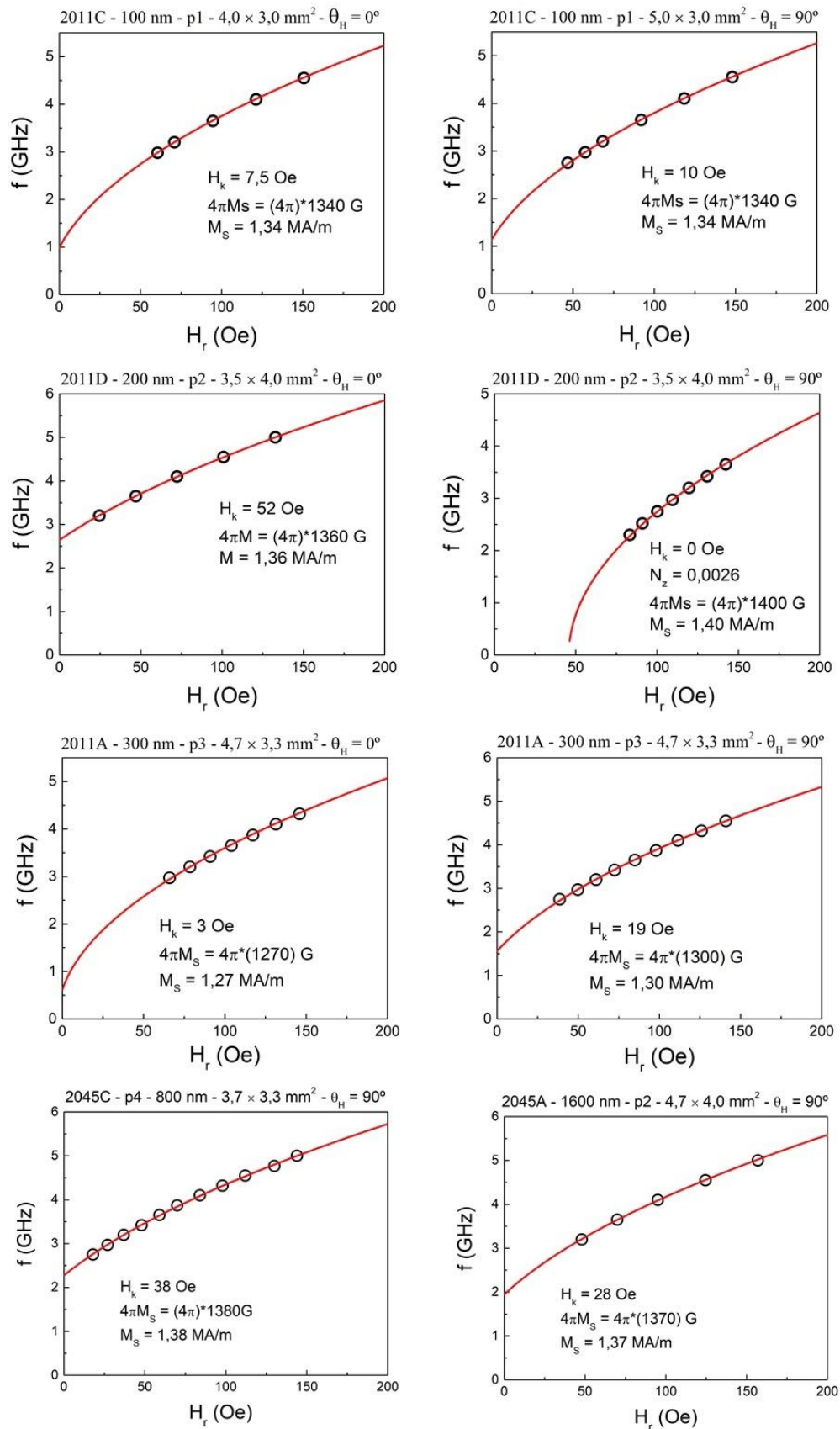
$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H + H_k)(H + H_k + 4\pi M_s)}, \quad \text{Eq. (4.6)}$$

sendo γ a razão giromagnética ($\gamma/2\pi = 0,0028 \text{ GHz/Oe}$), H_k o campo de anisotropia e M_s a magnetização de saturação. Nesse formato (CGS), para achara frequência de ressonância basta entrar com os valores de campo em Oersted e o valor de $4\pi M_s$ em Gauss. É possível observar que os dados experimentais foram bem ajustados pelas curvas obtidas com a relação de Kittel. Para ajustar os dados da amostra de 200 nm , no caso em que $\theta_H = 0^\circ$, figura 4.15(d), foi utilizada a relação de Kittel modificada, assumindo a existência de um campo desmagnetizante no plano da amostra quando \mathbf{H} é aplicado ao longo do eixo duro, ou seja, que $N_z \ll N_y$, porém $N_z \neq 0$; e também que a componente do campo de anisotropia ao longo da direção do campo é nula. Nesse caso, a relação de Kittel se torna:

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H + 4\pi M_s)(H - N_z 4\pi M_s)}, \quad \text{Eq. (4.7)}$$

sendo $H = H_z$, o módulo do campo externo aplicado sobre a amostra. O ajuste na figura 4.15(d) foi obtido com a equação acima usando $M_s = 1,40 \text{ MA/m}$ ($4\pi M_s = 17,592 \text{ KG}$) e $N_z = 0,0026$.

Os valores de H_k obtidos dos os ajustes das curvas de f_r vs. H são coerentes com os valores obtidos das curvas de magnetização. Para as duas orientações de campo, H_k foi abaixo de 10 Oe para a amostra de 100 nm , abaixo de 20 Oe para a amostra de 300 nm e $H_k = 52 \text{ Oe}$ para a amostra de 200 nm , a mais anisotrópica da série, com campo de saturação de $\sim 60 \text{ Oe}$ no eixo duro ($\theta_H = 90^\circ$). Os valores para as amostras de 800 e 1600 nm também são coerentes com os valores obtidos das curvas de histerese, $H_k = 38$ e 28 Oe , respectivamente. Já em relação aos valores de M_s , todos os ajustes foram obtidos com valores entre $1,27$ e $1,40 \text{ MA/m}$ ($4\pi M_s = 15,960 - 17,340 \text{ kG}$), que resulta num valor médio de $1,36 \text{ MA/m}$. Esse resultado é muito próximo do valor obtido da curva de $(M_s A)$ vs. A ($1,40 \text{ MA/m}$) e do valor obtido para filmes da mesma composição ($1,30 - 1,39 \text{ MA/m}$) (CHEN Y-T; XIE, 2012), por exemplo.

Figura 4.15 – Curvas experimentais e teóricas de f_r vs. H .

Fonte: A autora.

Os valores de H_k e M_S utilizados nos ajustes das curvas de f_r vs. H estão reunidos na tabela 4.4, com M_S em A/m (SI) e H_k em Oe (CGS) (o valor de $4\pi M_S$ em Gauss pode ser facilmente obtido usando a relação $1A/m = 4\pi/10^3 G$).

Tabela 4.6 – Valores de M_S e H_k , obtidos das curvas de f_r vs. H e usando a relação de Kittel.

Amostra	Espessura (nm)	$\theta_H = 0^\circ$		$\theta_H = 90^\circ$	
		M_S (MA/m)	H_k (Oe)	M_S (MA/m)	H_k (Oe)
2011C	100	1,34	7,5	1,34	10,0
2011D	200	1,36	52,0	1,40	0
2011A	300	1,27	3,0	1,30	19,0
2045C	800			1,38	38,0
2045A	1600			1,37	28,0

Fonte: Próprio autor.

Na figura 4.16 são apresentadas as curvas de ΔH vs. f , os símbolos em preto representam os dados extraídos das curvas de ΔR vs. H , as retas em vermelho são ajustes lineares obtidos usando o programa Origin. A relação entre ΔH e f pode ser representada pela expressão fenomenológica (GARCIA et al., 2017)

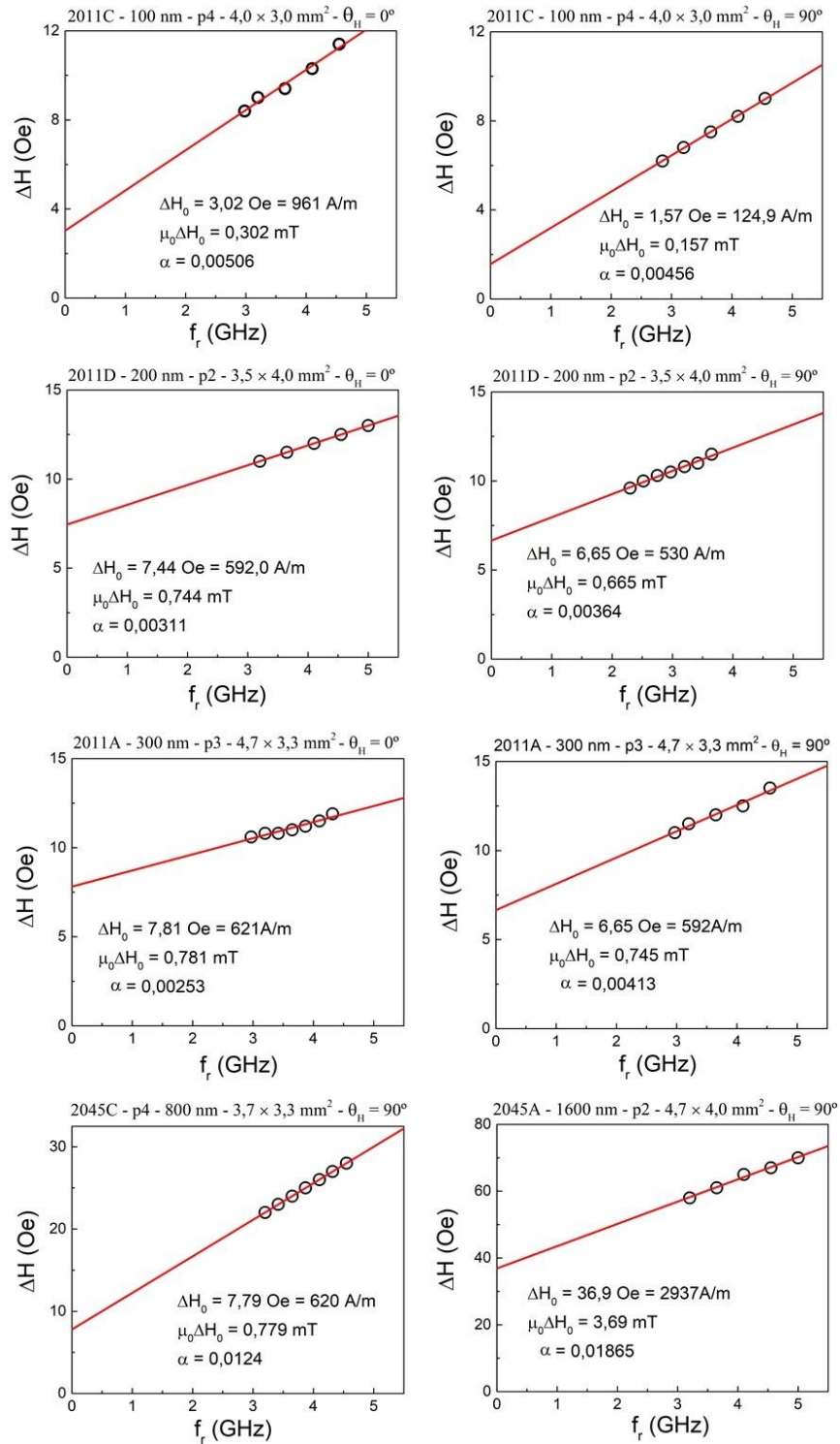
$$\Delta H = \Delta H_0 + \frac{2\pi\alpha}{\gamma} f, \quad \text{Eq. (4.8)}$$

sendo ΔH_0 a largura de linha associada a defeitos na estrutura da amostra (ou seja, uma contribuição extrínseca) e α é o coeficiente de amortecimento de Gilbert. Ambos são obtidos a partir do ajuste linear das curvas de ΔH vs. f . ΔH_0 é dado pela intersecção da reta com o eixo vertical, enquanto que, α é obtido do coeficiente angular. Os valores obtidos com esse procedimento estão reunidos na tabela 4.5. Neste caso, os resultados não foram organizados em função de θ_H , mas em função da direção de aplicação do campo ser mais próxima do eixo fácil ou do eixo duro. Como foi observado nas curvas de histerese, para as amostras de 100 e 200 nm, na configuração $\theta_H = 0^\circ$ o campo está aplicado numa direção mais próxima do eixo fácil do que para $\theta_H = 90^\circ$, enquanto, para as amostras de 300, 800 e 1600 nm, $\theta_H = 90^\circ$ é uma orientação mais fácil para a magnetização do que $\theta_H = 0^\circ$.

Os valores de ΔH_0 são fisicamente razoáveis (CONCA et al., 2013), estando abaixo de 7,8 Oe, exceto para amostra de 1600 nm, que exibe um valor mais alto de 36,9 Oe. Considerando que os ajustes das curvas de ΔR vs. H não são bons para essa amostra, esse resultado deve ser desprezado. Para as amostras com espessuras de 100 - 300 nm os valores são muito similares para as duas orientações de campo, sendo os valores ligeiramente maiores para as amostras de

200 e 300 nm. O valor para a amostra de 800 nm também é muito similar aos valores das amostras de 200 e 300 nm, em torno de 7 Oe.

Figura 4.16 – Os símbolos pretos representam os dados extraídos dos ajustes das curvas de ΔR vs. H , enquanto que, as linhas em vermelho são ajustes lineares.



Fonte: A autora.

Em relação ao coeficiente de amortecimento de Gilbert, as amostras mais finas exibem valores entre $2,5$ e $5,0 \times 10^{-3}$. O coeficiente é consideravelmente maior para as amostras de 800 e 1600 nm, $\alpha = 12,4$ e $18,8 \times 10^{-3}$, respectivamente. Os valores do amortecimento para as amostras mais finas são tão bons quanto o valor obtido com um filme de $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ com anisotropia uniaxial fraca, mas bem definida, e espessura de 75 nm ($4,2 \times 10^{-3}$), usando o mesmo tipo de análise aplicada aqui, considerado um valor baixo. Esses valores são menores do que o valor obtido para um filme de permalloy (CONCA et al, 2013) ($7,0 \times 10^{-3}$) e são comparáveis aos obtidos com filme epitaxiais de Co_2MnAl ($6,0 \times 10^{-3}$), Co_2MnSi ($6,0 \times 10^{-3}$), e $\text{Co}_2\text{Fe}_{0,4}\text{Mn}_{0,6}\text{Si}$ ($3,0 \times 10^{-3}$) (OOGAANE et al., 2006). De fato, não se encontra na literatura nenhum valor tão baixo quanto $2,5 \times 10^{-3}$, obtida com a amostra de 300 nm, com o campo paralelo ao eixo mais duro. Esse resultado deve ser validado utilizando outra técnica, ou mesmo refinando o tratamento teórico aplicado aos dados experimentais.

Tabela 4.7 – Valores de ΔH_0 e α , obtidos a partir das curvas de ΔH vs. f usando a equação 4.8.

Amostra	Espessura (nm)	Eixo fácil		Eixo duro	
		ΔH_0 (Oe)	$\alpha (\times 10^{-3})$	ΔH_0	$\alpha (\times 10^{-3})$
2011C	100	3,0	5,0	1,6	4,6
2011D	200	7,4	3,1	6,6	3,6
2011A	300	6,6	4,1	7,8	2,5
2045C	800	7,8	12,4		
2045A	1600	36,9	18,8		

Fonte: A autora.

Em suma, os resultados obtidos mostram que é possível obter filmes finos de $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ com constante de amortecimento de Gilbert muito baixa sem nenhum tipo de tratamento térmico pós-deposição, nem aplicação de campo magnético durante a deposição. O valor baixo da constante de amortecimento e a facilidade de produção, fazem desse tipo material extremamente adequado para aplicações onde o amortecimento fraco seja uma vantagem, como experimentos/aplicações envolvendo propagação de ondas de spin e injeção de correntes de spin por FMR. A seguir, no capítulo final, são apresentadas as conclusões e as perspectivas de trabalho futuro.

5. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

Para finalizar esse documento, são apresentadas as principais conclusões derivadas do trabalho e, baseado nelas, discutidos pontos que devem ser futuramente abordados. As principais conclusões referentes a estrutura e as propriedades magnéticas estáticas são as seguintes:

1. De acordo com as medidas de DRX, os filmes, no estado com fabricado, são amorfos ou formados por nanocristais com tamanho de grão de poucos nanômetros (1,3 – 3,2 nm).

2. Esses nano-cristais podem ser de grãos de Co, Fe, CoB, FeB, ou, de FeCo.

3. Os filmes com espessuras entre 100 e 300 nm, apresentam anisotropia no plano fraca, mas, bem definida.

4. Para a amostra de 100 nm a curva de histerese no eixo fácil é perfeitamente quadrada, com uma remanência de 100% e um campo coercivo de 2 Oe.

5. A remanência ao longo do eixo fácil decresce com a espessura, chegando a 55% para o filme com 300 nm de espessura, indicando que a magnetização sai do plano com o crescimento da espessura.

6. A energia de anisotropia não varia linearmente ou exponencialmente com a espessura, sendo maior nos filmes de 200 nm ($H_S = 80$ Oe).

7. Os filmes de 200 e 300 nm são os de menor anisotropia, com $H_S = 25$ Oe no eixo duro.

8. A energia de anisotropia é maior nos filmes mais espessos (800 - 2000 nm), como indicam os campos de saturação acima de 100 Oe.

9. Embora apresentem direções preferenciais no plano, mesmo nessas direções, as curvas de histerese das amostras com mais de 800 nm são bastante inclinadas, com remanência e coercitividade quase nulas.

Em relação às propriedades dinâmicas é possível afirmar que:

1. Os filmes com espessuras entres 100 a 300 nm apresentam excelentes propriedades dinâmicas, com picos de FMR estreitos (8 – 14 Oe) e bem definidos e constante de amortecimento bastante baixa ($2,5 - 5,0 \times 10^{-3}$).

2. A absorção é máxima na região de 3,65 GHz para todas as espessuras.

3. A resposta das amostras mais espessas não é boa nessa faixa de frequência, a anisotropia mais alta nesse caso induz o surgimento de múltiplos picos quando o campo externo é mais abaixo do que o campo de saturação.

Baseado nas conclusões apontadas acima, as principais questões a serem abordadas e as principais ações relacionadas a elas são as seguintes:

1. Estudar com detalhes a dependência angular das curvas de histerese, com ênfase não influência da velocidade do substrato durante a deposição sobre a anisotropia e o coeficiente de amortecimento de Gilbert.

2. Investigar as características estruturais das amostras utilizando microscopia de varredura e as características da superfície via microscopia de força atômica, ambas disponíveis na UFSM, e sua relação com os processos de relaxação.

3. Investigar a influência da espessura num conjunto mais completo de amostras, com espessuras entre 50 e 1000 *nm*, depositadas com máscaras circulares, a fim de evitar qualquer efeito de forma.

4. Investigar o efeito de forma sobre a anisotropia e o amortecimento com um conjunto de filmes com diferentes relações comprimento-largura.

5. Investigar se as propriedades magnéticas e dinâmicas podem ser melhoradas via tratamento térmico, com e sem aplicação de campo.

6. Estudar amostras depositadas com aplicação de campo, como fabricadas e após tratamento térmico.

7. Ampliar o regime de frequências para 14 *GHz*, usando um eletroímã mais forte para produzir os campos necessários.

8. Investigar o efeito ISHE em nanoestruturas de CoFeB e outros metais com alto acoplamento spin-orbita como Ta, Pt e Pd.

9. Implementar uma modelagem mais sofisticada usando o modelo de rotação coerente de Stoner-Wohlfarth e a descrição de Smit-Beljers para a FMR.

6. REFERÊNCIAS

- ANDO, K. et al. Electric Manipulation of Spin Relaxation Using the Spin Hall Effect. **Physical Review Letters**, v. 101, p. 036601, 2008.
- BADY, I. Measurement of linewidth of single crystal ferrites by monitoring the reflected wave in short-circuited transmission line. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 3, p. 521-526, 1967.
- BARRY, W. A Broad-Band, Automated, Stripline Technique for the Simultaneous Measurement of Complex Permittivity and Permeability. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, v. 34, p. 80-84, 1986.
- BELMEGUENAI, M et al. Ferromagnetic-resonance-induced spin pumping in $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{Pt}$ systems: damping investigation. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 51, p. 045002, 2018a.
- BELMEGUENAI, M. et al. Investigation of the annealing temperature dependence of the spin pumping in $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{Pt}$ systems. **Journal of Applied Physics**, v. 123, p. 113905, 2018b.
- BERGER, L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. **Physics Review B**, v. 54, p. 9353, 1996.
- BILZER, C. et al. Study of the dynamic magnetic properties of soft CoFeB films. **Journal of Applied Physics**, v. 100, p. 053903, 2006.
- BRENNAN, S. CLEMENS, B. M. HUFNAGEL, T. ZSCHACK, P. Structural anisotropy in amorphous Fe-Tb thin films. **Physical Review B**. v. 53(18), p. 12024-12030, 1996.
- CADIEU, F. J. et al. Static magnetic and microwave properties of Li-ferrite films prepared by pulsed laser deposition. **Journal of Applied Physics**, v. 81, p. 4801, 1997.
- CHEN, Y-T; XIE, S. M. Magnetic and Electric Properties of Amorphous $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ Thin Films. **Journal of Nanomaterials**, v. 2012, p. 486284, 2012
- COEY, J. M. D. **Magnetism and Magnetic Materials**. Cambridge University Press. 1th edition, 2009.
- CONCA, A. et al. Low spin-wave damping in amorphous $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ thin films. **Journal of Applied Physics**, v. 113, p. 213909, 2013.
- CULLITY, B.D. **Elements of X-Ray Diffraction**. Addison-Wesley Publishing Company Inc., Phillippines. 2nd Edition, 1978.

CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. **Introduction to Magnetic Materials**. Wiley. 2th edition, 2009.

DA SILVA, R. B. et al. Angular dependence of asymmetric magnetoimpedance in exchange biased NiFe/IrMn multilayers. **Applied Physics Letters**, v. 104, p. 102405, 2014.

Departamento de Engenharia Industrial, University of Trento. Materials Analysis Using Diffraction. Disponível em: <<http://maud.radiographema.eu>>. Acesso em: 4 abril 2021.

Departamento de Química da Universidade de Cambridge. Open-access collection of crystal structures of organic, inorganic, metal-organics compounds and minerals. Disponível em: <<http://www.crystallography.net/cod/>>. Acesso em: 4 abril 2021.

FENG, H. et al. Static and dynamic magnetic properties of Fe₈₀Ni₂₀ and Co₂₀Fe₆₀B₂₀ material modulated stripe patterns thin films. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 497, p. 166008, 2020.

GARCIA, W.J.S. et al. Inverse spin Hall and spin rectification effects in NiFe/FeMn exchange-biased thin films. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 441, p. 392-397, 2017.

GILBERT, T. L. Classics in Magnetism A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials. **IEEE Transactions on Magnetism**, v. 40, p 3443-3449, 2004.

HERZER, G Modern soft magnetis: Amorphous and nanocrystalline materials. **Acta Materialia**, v. 61, p 718-734, 2013.

HERZER, G Anisotropies in soft magnetic nanocrystalline alloys. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 294, p. 99-106, 2005.

HALDAR, A.; KUMAR, D.; ADEYEYE, A. O. A reconfigurable waveguide for energy-efficient transmission and local manipulation of information in a nanomagnetic device. **Nature Nanotechnology**, v. 11, p. 437, 2016.

HINDMARCH, A. T. et al. Origin of in-plane uniaxial magnetic anisotropy in CoFeB amorphous ferromagnetic thin films. **Physical Review B**, v. 83, p. 212404, 2011.

HUFNAGEL, T. C. et al. Structural anisotropy in amorphous Fe-Tb thin films. **Physical Review B**, v. 53, p. 12024, 1996.

IKEDA, S. et al. A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction. **Nature Mater**, v. 9, p. 721, 2010.

IKEDA, S. et al. Tunnel magnetoresistance of 604% at 300K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature. **Applied Physics Letters**, v. 93, p. 082508, 2008.

JHAJHRIA, D.; PANDYA, K. D.; CHAUDHARY, S. Interplay of composition and anisotropy on evolution of microstructural, static and dynamic magnetic properties of CoFeB thin films on annealing. **Journal of Alloys and Compounds**, v. 763, p. 728-735, 2008.

KALARICKAL, S. S. et al. Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films comparison of measurement. **Journal of Applied Physics**, v. 99, p. 093909 1-7, 2006.

KERN, P.R. **Caracterização de filmes finos magnéticos em altas frequências**. 2014. Dissertação (Mestrado), Programa de pós-graduação em física, UFSM, 2014.

KIRK, D. et al. Structural study of amorphous CoFeB thin films exhibiting in-plane uniaxial magnetic anisotropy. **Physical Review B**, v. 79, p. 014203, 2009.

KISELEV, S.I et al. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. **Nature**, v. 425, p. 380-383, 2003.

KITTEL, C. Interpretation of Anomalous Larmor Frequencies in Ferromagnetic Resonance Experiment. **Physical Review**, v. 71, p. 270, 1947.

KITTEL, C. On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption. **Physical Review**, v. 73, p. 155, 1948.

KOS, A. B.; SILVA, T. J.; KABOS, P. Pulsed inductive microwave magnetometer. **Review of Scientific Instruments**, v. 73, p. 3563, 2002.

KUBOTA, T. et al. Half-metallicity and Gilbert damping constant in $\text{Co}_2\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Si}$ Heusler alloys depending on the film composition. **Applied Physics Letters**, v. 94, p. 122504, 2009.

LAVRIJSEN, R., et al. Magnetism in $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$: effect of crystallization. **Journal of Applied Physics**, v. 109, p. 093905, 2011.

LENZ, K. et al. Two-magnon scattering and viscous Gilbert damping in ultrathin ferromagnets. **Physical Review B**, v. 73, p. 144424, 2006.

LI, Y. et al. Giant Anisotropy of Gilbert Damping in Epitaxial CoFe Films. **Physical Review Letters**, v. 122, p. 117203, 2019.

LI, Y. et al. Giant Anisotropy of Gilbert Damping in Epitaxial CoFe Films. **Physical Review Letters**, v. 122, p. 117203, 2019.

LIU, L. et al. Spin-Torque Ferromagnetic Resonance Induced by the Spin Hall Effect. **Physical Review Letters**, v. 106, p. 036601, 2011.

LIU, X. et al. Ferromagnetic resonance and damping properties of CoFeB thin films as free layers in MgO-based magnetic tunnel junctions. **Applied Physics Letters**, v. 110, p. 033910, 2011.

MAAT, S. et al. Suppression of spin torque noise in current perpendicular to the plane spin-valves by addition of Dy cap layers. **Applied Physics Letters**, v. 93, p. 103506, 2008.

MCMICHAEL, R. D.; KRIVISIK, P. Classical model of extrinsic ferromagnetic resonance linewidth in ultrathin films. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 40, p. 2-11, 2004.

MORI, T.J.A. **Crescimento de filmes finos de Ni₈₁Fe₁₉ para aplicações envolvendo magnetorresistência gigante**. 2011. Dissertação (Mestrado), Programa de pós-graduação em física, UFSM, 2011.

O'DELL, R. A., PHILLIPS, A. B., GEORGIEV, D. G., JONES, J. G., BROWN, G. J. & HEBEN, M. J. "Post-Deposition Annealing Effects on Ferromagnetic CoFeB Thin Films", **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 54, n°. 10, outubro de 2018.

O'DELL, R. A. et al. Substrate heating effects on composition, structure and ferromagnetic resonance properties of CoFeB thin films. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 476, p. 516-523, 2019.

OOGAANE, M. et al. Magnetic Damping in Ferromagnetic Thin Films. **Japanese Journal of Applied Physics**, v. 45, p. 3889-3891, 2006.

PALUSKAR, P. V. et al. Co₇₂Fe₂₀B₈Co₇₂Fe₂₀B₈: Structure, magnetism, and tunneling spin polarization. **Journal of Applied Physics**, v. 99, p. 08E503, 2006.

SMITH, N.; ARNETT, P. White-noise magnetization fluctuations in magnetoresistive heads. **Applied Physics Letters**, v. 78, p. 1448, 2001.

TU, H. et al. Large anisotropy of magnetic damping in amorphous CoFeB films on GaAs(001). **Journal of Physics: Condensed Matter**, v. 32, p. 335804, 2020.

WATANABE, H. et al. Observation of long-lived coherent spin precession in orthoferrite ErFeO₃ induced by terahertz magnetic fields. **Applied Physics Letters**, v. 111, p. 092401, 2017.

WILLARD et al. Structure and magnetic properties of $(\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{88}\text{Zr}_{17}\text{B}_4\text{Cu}_1$ nanocrystalline alloys. **Journal of Applied Physics**, v. 84, p. 6773, 1998.

WORLEDGE, D.C. et al. Spin torque switching of perpendicular Ta|CoFeB|MgO-based magnetic tunnel junctions. **Applied Physics Letters**, v. 98, p. 022501, 2011.

YAN, X. et al. Direct observation of anelastic bond-orientational anisotropy in amorphous $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{62}\text{Co}_{12}$ thin films by x-ray diffraction. **Physical Review B**, v. 43, p. 9300, 1991.

YIN, H. et al. Surface morphology and magnetic anisotropy of zigzag wrinkled NiFe films grown on polydimethylsiloxane. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 497, p. 165911, 2020.

ZAKERI, K. et al. Spin dynamics in ferromagnets: Gilbert damping and two-magnon scattering. **Physical Review B**, v. 76, p. 104416, 2007.

ZUTIC, I.; FABIAN, J.; SARMA, S. D. Spintronics: Fundamentals and applications. **Reviews of Modern Physics**, v. 76, p. 323, 2004.