

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

Ânderson Luís Rosa

**Dinâmica da magnetização e ressonância
ferromagnética em filmes de *CoZr***

Porto Alegre

Setembro/2022

ÂNDERSON LUÍS ROSA

**DINÂMICA DE MAGNETIZAÇÃO E RESSONÂNCIA
FERROMAGNÉTICA EM FILMES DE *CoZr***

Dissertação financiada pela CAPES e submetida ao Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul sob orientação do professor Dr. Alexandre Da Cas Viegas como requisito necessário para a obtenção do título de Mestre em Física.

Porto Alegre
Setembro/2022

Agradecimentos

Quando fui aprovado no mestrado, no início de 2020, jamais poderia ter imaginado que teria que enfrentar uma pandemia e passar tanto tempo longe do laboratório. Por esse motivo, eu sou extremamente grato a todos aqueles que, de alguma forma, me ajudaram e me apoiaram nesse período complicado de nossa história.

Gostaria de agradecer ao meu orientador, professor Alexandre, pelos ensinamentos, discussões, trocas de ideias e a confiança (e paciência) em mim. Não poderia escolher alguém melhor com quem aprender e trabalhar;

Agradeço à professora Sabrina pelas conversas, dicas, sugestões, ensinamentos, puxões de orelha, fofocas e apoio. Você transformou o laboratório na minha segunda casa;

Ao professor Julian pelas ótimas conversas, apoio, ideias e ter sido o responsável por me dar a oportunidade de trabalhar no LAM, ainda na graduação;

Ao professor Antonio Marcos pelas conversas, sugestões e pelas medidas de XRR e XRD que foram essenciais para esse trabalho;

Ao meu colega de laboratório, Lucas, que foi praticamente a única pessoa com quem tive contato ao trabalhar no LAM ainda durante os dias de ERE;

À professora Raquel Giulian pelas medidas de RBS e por ter me ensinado a usar o SIMNRA para analisar os resultados obtidos;

Aos meus pais, Orlando e Rosângela, meu irmão e minha cunhada, Maico e Juliane, minhas avós, Marcelina e Maria Anita, e meus sogros, Dorval e Mônica, pelo amor, carinho, suporte e por estarem sempre ao meu lado em todos os momentos;

À minha namorada, Maria Eduarda, por ter me apoiado incondicionalmente durante os últimos cinco anos de nossas vidas. Pelo apoio, suporte e ter conseguido me aguentar 24 horas por dia durante mais de um ano no ápice da pandemia. Eu te amo e obrigado por também me amar;

Por fim, gostaria de agradecer à CAPES pelo auxílio financeiro que possibilitou a realização deste trabalho.

Resumo

Esta dissertação tem como objetivo investigar as propriedades magnéticas estáticas e dinâmicas em filmes de $CoZr$ com diferentes espessuras e concentrações de Zr . Os filmes, fabricados pelo método de *magnetron sputtering*, têm suas propriedades dinâmicas investigadas através da técnica de ressonância ferromagnética por analisador de rede vetorial (VNA-FMR) numa faixa de frequências entre 10 MHz e 8 GHz e para campos estáticos entre $\pm 300\text{ Oe}$. Essa técnica foi realizada com a aplicação de dois diferentes métodos de detecção de ressonância: a análise do espectro de potência eletromagnética absorvida e a análise do espectro de permeabilidade magnética efetiva complexa. Os resultados de ambos os métodos são obtidos em função da frequência e campo aplicado através da implementação de algoritmos de tratamento de dados. Posteriormente, simulações micromagnéticas de ressonância são realizadas para a verificação dos resultados obtidos e são comparadas aos resultados experimentais. Foram fabricadas uma série de filmes com concentração de 4% de Zr e outra com 8% de Zr . As espessuras dos filmes variaram entre $13,2\text{ nm}$ e $112,7\text{ nm}$. Esses valores de espessuras foram escolhidos devido à falta de estudos sobre a dinâmica de magnetização de filmes de $CoZr$ para espessuras inferiores a 100 nm . Foram obtidos os campos de anisotropia, as magnetizações de saturação e os parâmetros de amortecimento de precessão dos filmes investigados e esses resultados foram comparados para as diferentes espessuras e concentrações.

Palavras-chave: Ressonância ferromagnética, dinâmica de magnetização, caracterização magnética, VNA-FMR, $CoZr$.

Abstract

This dissertation aims to investigate the static and dynamic magnetic properties of $CoZr$ films with different thicknesses and concentrations of Zr . The films, deposited using magnetron sputtering, were investigated using the vector network analyzer ferromagnetic resonance technique (VNA-FMR) with frequencies ranging from 10 MHz to 8 GHz and applied fields in the range of ± 300 Oe . This technique was used with two different methods of resonance measurements: analysis of the absorbed electromagnetic power spectra and analysis of the complex effective magnetic permeability spectra. Both methods are used to obtain data as a function of frequency and applied field through the implementation of data treatment algorithms. Later, micromagnetic simulations of resonance will be made to verify and compare the experimentally obtained results. Two sets of films were fabricated, one with a concentration of 4% of Zr and the other with 8% of Zr . The film thicknesses ranged from 13.2 nm up to 112.7 nm . Those thicknesses were chosen because of the lack of magnetization dynamics studies for $CoZr$ films with thicknesses smaller than 100 nm . Anisotropy fields, saturation magnetizations and the precession damping parameters were obtained for the studied films and the results were compared for the different thicknesses and concentrations.

Keywords: Ferromagnetic resonance, magnetization dynamics, magnetic characterization, VNA-FMR, $CoZr$.

Sumário

	Introdução	11
1	EMBASAMENTO TEÓRICO	13
1.1	Ferromagnetismo	13
1.2	Anisotropia magnética	14
1.2.1	Anisotropia magnetocristalina	14
1.2.2	Anisotropia de forma	17
1.2.3	Anisotropia induzida e materiais amorfos	18
1.3	Energia de Zeeman e energia de troca	19
1.4	Dinâmica de magnetização	20
1.5	Ressonância ferromagnética	21
1.6	Largura de linha de ressonância	22
1.7	Susceptibilidade e permeabilidade	23
2	METODOLOGIAS	25
2.1	Caracterização estática	25
2.2	Caracterização da dinâmica	27
2.2.1	Analisador de Rede Vetorial	28
2.2.2	Absorção de energia	29
2.2.3	Permeabilidade efetiva	32
2.3	Simulações micromagnéticas	34
2.3.1	MuMax3: Simulações micromagnéticas aceleradas por GPU	35
2.3.2	Algoritmos para simulação de FMR	35
2.3.3	Método de análise dos dados da simulação	38
3	AMOSTRAS	41
3.1	Deposição por <i>magnetron sputtering</i>	41
3.2	Fabricação das amostras	42
3.3	Caracterização por RBS	43
3.4	Caracterização por XRD e XRR	44
3.4.1	Difração de Raios-X	45
3.4.2	Reflectometria de Raios-X	45
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	49
4.1	Resultados experimentais	49
4.1.1	Curvas de magnetização	49

4.1.2	Potência absorvida	53
4.1.3	Permeabilidade efetiva	56
4.2	Caracterizações e simulações	64
4.2.1	Parâmetro de amortecimento	64
4.2.2	Campo de anisotropia	66
4.2.3	Simulações micromagnéticas	71
4.3	Comparação dos resultados	75
5	CONCLUSÕES	79
	REFERÊNCIAS	81

Introdução

O estudo da dinâmica de magnetização de materiais ferromagnéticos tem sido há bastante tempo uma área de grande interesse do ponto de vista aplicado e fundamental. Em especial, o estudo das propriedades magnéticas de nanoestruturas vem tendo bastante importância desde a descoberta da magnetorresistência gigante (GMR) [1, 2] no final da década de 1980. Desde então, novas técnicas de fabricação foram desenvolvidas, permitindo a criação de filmes nanoestruturados com diferentes propriedades e aplicações, como memórias de acesso aleatório magnéticas (MRAMs) [3, 4] e dispositivos de spintrônica [5, 6]. Diferentes orientações magnéticas atuam como mecanismo fundamental para a observação do efeito de GMR. Atualmente na spintrônica os chaveamentos são muito rápidos e a resposta dinâmica dos materiais utilizados precisa ser caracterizada.

A caracterização da dinâmica de magnetização de nanoestruturas possibilita a descoberta de novas aplicações tecnológicas e a investigação de uma série de propriedades intrínsecas dos sistemas, como as contribuições para a anisotropia efetiva [7, 8], efeitos de interação [9, 10, 11], mecanismos de amortecimento [12], processos de reversão de magnetização [13, 14], transferência de torque por corrente polarizada em spin e efeito Hall de spin [15] e efeito Hall de spin inverso (ISHE) [16, 17]. A dinâmica de magnetização é associada a diferentes processos com diferentes escalas de tempo. Alguns exemplos disso são [13]: relaxação de sistemas de elétrons e spins na escala de femtossegundos [18]; precessão da magnetização e reversão por precessão na escala de picossegundos [19, 20]; dinâmica de paredes e domínios magnéticos e fenômenos de relaxação na escala de nanossegundos até dias [21].

Neste trabalho iremos focar na caracterização da dinâmica de magnetização na escala de tempo de 100 picossegundos, com foco nas propriedades relevantes para a dinâmica de precessão da magnetização. A dinâmica precessional de magnetização é descrita matematicamente pela equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [22, 23], que descreve o movimento precessional da magnetização e seu amortecimento ao redor de um campo efetivo aplicado em uma certa direção em relação à amostra. Dentre os possíveis métodos para se investigar a dinâmica precessional, um método bastante utilizado e bem documentado, é a técnica de ressonância ferromagnética (FMR) [24].

A ressonância ferromagnética é uma técnica de análise que permite caracterizar a dinâmica de magnetização em nanoestruturas, pois é um fenômeno que está diretamente relacionado às propriedades dinâmicas do material, como anisotropias e relaxação do sistema. A técnica de FMR, quando realizada em conjunto com um analisador de rede vetorial (VNA-FMR) [25, 26], nos permite analisar o espectro de absorção de radiação

eletromagnética em resposta a um campo alternado numa faixa de frequências que pode se estender até a radiofrequência (RF). Para um dado conjunto de valores de frequência RF e de campo externo estático aplicados, obtemos uma condição ressonante que pode ser relacionada às diversas propriedades físicas citadas anteriormente. A ressonância ferromagnética usualmente ocorre para frequências entre 500 *MHz* e 10 *GHz*, podendo ser detectada por diferentes técnicas, como em medidas de magnetoimpedância [27, 28], permeabilidade magnética [24, 29] e efeito Kerr magneto óptico (MOKE) [30].

Filmes finos magneticamente macios e que apresentem alta frequência de ressonância ferromagnética são importantes para certas aplicações em dispositivos de spintrônica e micro indutores [31, 32]. Essas características podem ser obtidas em filmes com alta magnetização de saturação [33]. Em especial, filmes baseados em ligas amorfas de *Co* apresentam alta magnetização de saturação e alta permeabilidade magnética em altas frequências [34]. Graças a essas características, filmes compostos por cobalto e zircônio (*CoZr*) são excelentes materiais a serem investigados, já que também podem formar fases amorfas com facilidade. Além disso, devido à estrutura amorfa e à espessura (em filmes finos), podem apresentar alta resistividade, diminuindo a perda de energia devido às correntes parasitas em aplicações em altas frequências [35, 36].

Nesta dissertação será feito um estudo das propriedades magnéticas de duas séries de filmes de *CoZr* com diferentes concentrações de *Zr* e três diferentes espessuras para cada série de filmes depositados por *magnetron sputtering*. Serão feitas caracterizações das propriedades dinâmicas dos filmes utilizando ressonância ferromagnética, buscando analisar como as propriedades magnéticas mudam com a variação de espessura e concentração de *Zr* dos filmes. Além disso, também serão feitas simulações micromagnéticas para verificar os resultados obtidos.

No capítulo 1 será feito uma breve revisão teórica dos conceitos necessários para a compreensão deste trabalho, como ferromagnetismo, anisotropias magnéticas, dinâmica de magnetização, ressonância ferromagnética e susceptibilidade magnética. O capítulo 2 será utilizado para apresentar e explicar os procedimentos experimentais e de simulação utilizados para a análise dos filmes estudados. No capítulo 3 será discutido o método de fabricação das amostras e os processos para suas caracterizações estruturais. Os resultados experimentais e de simulações, procedimentos de tratamento dos dados, comparações e discussões serão apresentados no capítulo 4. Por fim, as conclusões obtidas desse trabalho são expostas no capítulo 5, seguidas pelas referências utilizadas.

1 Embasamento teórico

Neste capítulo iremos abordar os conceitos teóricos necessários para que seja possível entender os fenômenos estudados nesta dissertação, bem como dar embasamento para os procedimentos experimentais adotados e que serão explicados posteriormente.

1.1 Ferromagnetismo

Um dado material magnético pode ser descrito como um conjunto de momentos magnéticos com direção própria e que interagem entre si e com campos magnéticos nas proximidades do material. Macroscopicamente, podemos definir um vetor magnetização \mathbf{M} como sendo a soma de todos os momentos magnéticos $\boldsymbol{\mu}_i$ de uma amostra por unidade de volume V [29]:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{V} \sum_i \boldsymbol{\mu}_i. \quad (1.1)$$

Materiais chamados ferromagnéticos apresentam uma forte interação entre momentos vizinhos e, abaixo de uma certa temperatura crítica T_C [37], essa forte interação faz com que os momentos magnéticos orientem-se paralelamente entre si, mesmo na ausência de um campo externo. Esse alinhamento entre os momentos magnéticos é a chamada magnetização espontânea.

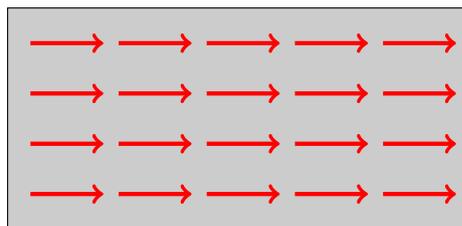


Figura 1 – Representação ilustrativa da organização dos momentos magnéticos de um material ferromagnético no regime saturado.

Abaixo de uma certa temperatura crítica T_C , chamada de temperatura de Curie, e sob efeito de um campo magnético externo \mathbf{H} suficientemente intenso para alinhar todos os momentos magnéticos de uma dada amostra à direção do campo aplicado, é alcançada a chamada magnetização de saturação M_s . Quando isso ocorre, diz-se que a amostra está saturada, ou seja, a sua magnetização é máxima na direção do campo aplicado. A magnetização de saturação possui uma dependência com a temperatura [38] como ilustrado na figura (2), de forma que, para temperaturas maiores que T_C , o material passa a ter comportamento paramagnético, ou seja, a magnetização de saturação tende a 0 devido

à predominância da energia térmica sobre a ordem magnética [29]. Para filmes como os estudados neste trabalho, a temperatura de Curie é dependente do material analisado e de características como a anisotropia e a interação de troca [29, 37, 39].

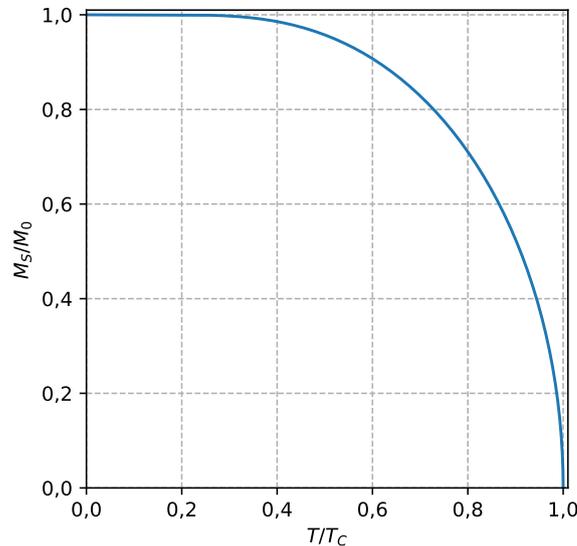


Figura 2 – Magnetização de saturação (M_s) normalizada pela magnetização espontânea em $T = 0$ (M_0) de um material ferromagnético em função da temperatura T normalizada pela temperatura de Curie (T_C).

1.2 Anisotropia magnética

Experimentalmente, é possível observar que as propriedades magnéticas de um material dependem da direção em que o campo magnético externo é aplicado durante a medida. Esse comportamento dos materiais é chamado de anisotropia magnética e é extensamente estudado na literatura devido à sua aplicabilidade no desenvolvimento de novas tecnologias. Em um material é possível haver eixos de fácil, média e difícil magnetização (chamados de *eixos duros*).

Alguns exemplos de fatores que geram a anisotropia magnética são a forma geométrica da amostra, tensões mecânicas e *stress* [38]. Há diversos tipos de anisotropias, porém apenas a anisotropia magnetocristalina é intrínseca aos materiais. Em filmes finos, as anisotropias dominantes e que definem o eixo fácil são a anisotropia magnetocristalina, a anisotropia de forma e anisotropias induzidas [37, 38, 40]; portanto, as subseções a seguir serão dedicadas a discutir brevemente esses três tipos de anisotropias.

1.2.1 Anisotropia magnetocristalina

A anisotropia magnetocristalina, antigamente chamada de anisotropia cristalina, é intrínseca ao material e tem sua origem na interação spin-órbita [41, 42], estando

diretamente relacionada à simetria do material. O material ferromagnético utilizado nas amostras deste trabalho é o cobalto, cuja estrutura em temperatura ambiente em amostras massivas (bulk), é a hexagonal compacta (hcp). Essa estrutura apresenta anisotropia magnetocristalina uniaxial, onde o eixo hexagonal c é o eixo fácil e todas as direções no plano basal são eixos duros, como pode ser visto na figura (3).

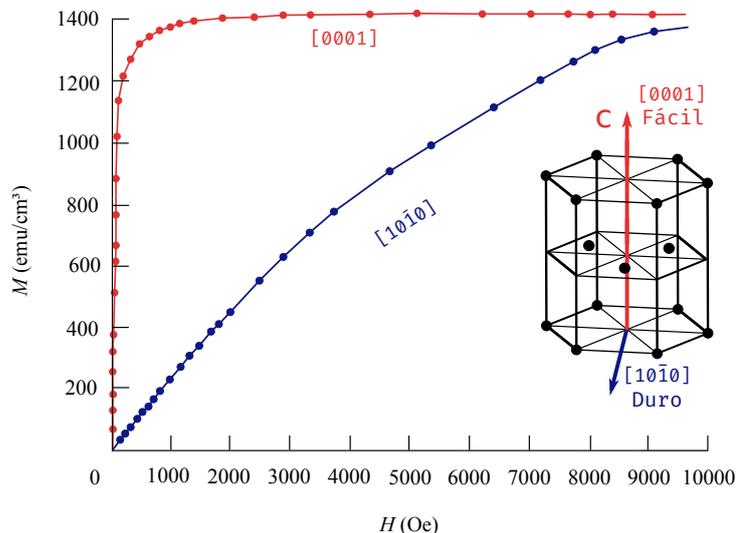


Figura 3 – Magnetização em função do campo aplicado no eixo c e em uma direção do plano basal do cobalto hcp. No eixo c (eixo fácil) é necessário um campo muito menor do que no plano basal (eixo duro) para que a magnetização atinja a saturação. Imagem feita com base em [37].

A densidade de energia de anisotropia magnetocristalina uniaxial é normalmente descrita como uma expansão em série de potências de $\sin^2 \theta$:

$$E_u = K_{u0} + K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta + \dots \quad (1.2)$$

onde K_{u0} tem pouca importância para as propriedades anisotrópicas por ser um termo independente da orientação da magnetização [43], K_{u1} e K_{u2} são as constantes de anisotropia uniaxial, respectivamente, de primeira e segunda ordem e θ é o ângulo entre a magnetização e o eixo c .

Se $K_{u1}, K_{u2} > 0$, a energia é mínima em $\theta = 0^\circ$ e c é um eixo fácil, como o caso do cobalto comentado acima. Se $K_{u1}, K_{u2} < 0$, a energia será mínima para $\theta = 90^\circ$ e, portanto, o plano basal será um *plano fácil* de magnetização. Se K_{u1} e K_{u2} tiverem sinais opostos haverá limites de valores que ambos podem assumir que irão definir o comportamento anisotrópico do sistema. Em especial, temos o caso em que $-2K_{u2} < K_{u1} < 0$ e $K_{u2} > 0$, onde surge um estado de *cone fácil* de magnetização [44, 45]. A figura (4) ilustra os estados possíveis para diferentes combinações das constantes K_{u1} e K_{u2} .

Embora para a grande maioria das situações haja uma predominância de estrutura hcp para o cobalto, para filmes muito finos ($\sim 40 \text{ \AA}$ de espessura) predomina a estrutura

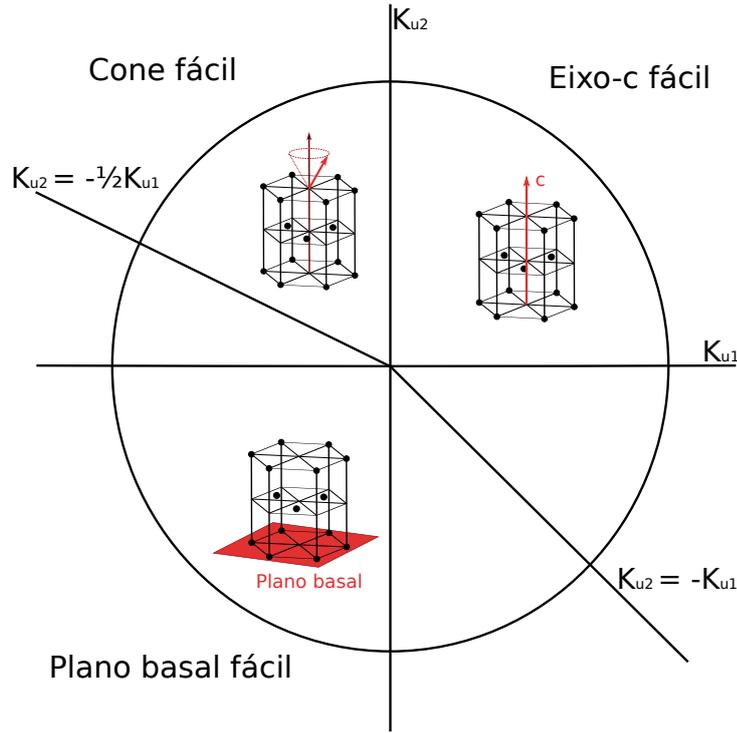


Figura 4 – Comportamento de fácil magnetização para cristais hexagonais de acordo com os valores de K_{u1} e K_{u2} .

cúbica de face centrada (fcc) [46]. Para esse tipo de estrutura, a energia de anisotropia pode ser escrita como uma expansão em série polinomial dos cossenos diretores da magnetização (α_1, α_2 e α_3) em relação aos eixos cristalinos do cubo. Devido à alta simetria de um cubo, a expressão para a energia de anisotropia deve ser uma potência par de α_i e invariante às trocas de posições entre quaisquer α_i [40, 47]. Dessa forma, podemos escrever a densidade de energia de anisotropia cúbica como

$$E_c = K_{c0} + K_{c1}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_{c2}\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots, \quad (1.3)$$

onde, novamente, o primeiro termo K_{c0} tem pouca importância para as propriedades anisotrópicas do material. K_{c1} e K_{c2} definem a direção do eixo de fácil magnetização, mas frequentemente K_{c2} é suficientemente pequeno para ser desprezível e, portanto, a direção é definida apenas por K_{c1} . A figura (5) mostra a magnetização do níquel, que também possui estrutura fcc, para os diferentes eixos do cubo.

Para pequenas rotações da magnetização para longe do eixo fácil, a anisotropia magnetocristalina atua de forma semelhante a um campo magnético aplicado na direção do eixo fácil, ou seja, tentando manter a magnetização paralela a essa direção. Esse é o chamado *campo de anisotropia*. Para amostras com anisotropia uniaxial, o campo de anisotropia tem a forma [37]:

$$H_k = \frac{2K_{u1}}{M_s}. \quad (1.4)$$

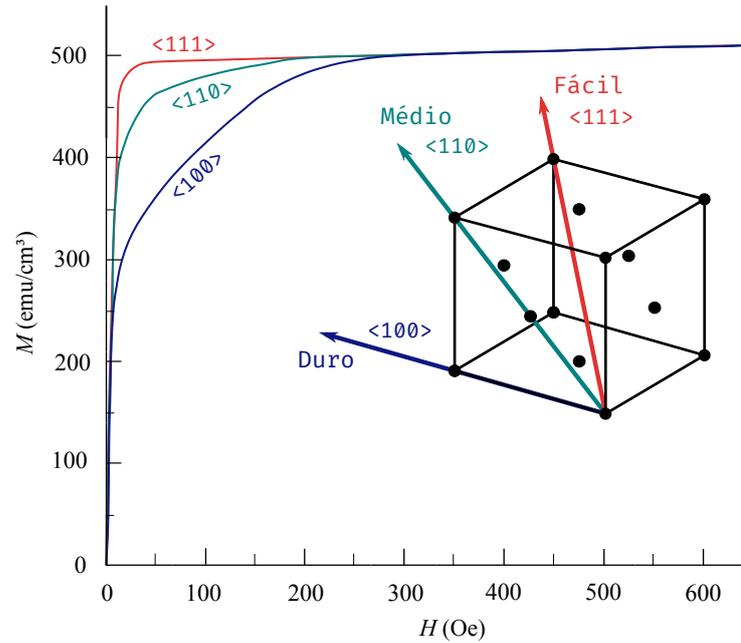


Figura 5 – Magnetização em função do campo aplicado nas direções dos eixos cristalinos de uma estrutura cúbica de níquel. Imagem feita com base em [37].

1.2.2 Anisotropia de forma

A anisotropia de forma tem sua origem física na existência de campos desmagnetizantes cujas intensidades em uma certa direção dependem da geometria da amostra [47]. Supondo uma amostra magnetizada em uma certa direção, o corpo magnetizado se comportará como um ímã com dois polos magnéticos devido aos momentos magnéticos não compensados nas extremidades do material, como ilustrado na figura (6). Nessa situação, algumas das linhas de campo que saem do pólo norte em direção ao pólo sul irão passar pelo interior da amostra, gerando um campo magnético com sentido oposto ao da magnetização da amostra. Esse é o chamado *campo desmagnetizante*.

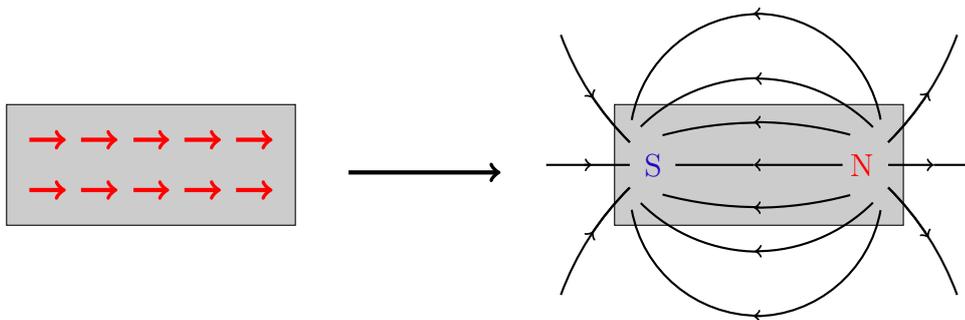


Figura 6 – Representação ilustrativa do campo magnético no interior de um material magnetizado. O campo desmagnetizante tem sentido contrário à magnetização da amostra.

Para um elipsóide, o campo desmagnetizante pode ser escrito como

$$\mathbf{H}_d = -N_d \mathbf{M}, \quad (1.5)$$

onde N_d é o fator desmagnetizante, que terá um valor diferente para cada eixo da amostra.

Para um filme fino, onde as dimensões do plano do filme são muito maiores que sua espessura, é possível mostrar que o fator desmagnetizante nos eixos do plano são muito menores do que o fator desmagnetizante ao longo da normal ao plano; logo, o campo desmagnetizante em um filme fino é muito maior ao longo da normal, o que caracteriza um eixo duro. Por consequência, o eixo fácil em filmes finos costuma estar no plano do filme.

Portanto, se considerarmos o fator desmagnetizante no plano da amostra como desprezível quando comparado ao fator ao longo da normal, podemos aproximar a densidade de energia de anisotropia de forma (ou densidade de energia magnetostática), no sistema CGS, por [37, 43]:

$$E_s = 2\pi M_s^2 (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2, \quad (1.6)$$

onde \mathbf{m} é o vetor unitário que dá a direção da magnetização e \mathbf{n} é o vetor unitário normal ao plano da amostra.

1.2.3 Anisotropia induzida e materiais amorfos

Em materiais magnéticos pode-se induzir anisotropias magnéticas de diversas maneiras. Alguns exemplos são: aplicação de campo magnético durante a fabricação de filmes e durante tratamento térmico (*annealing* magnético), irradiação magnética (isto é, irradiação de partículas de altas energias em um campo magnético), deposição do material sobre um substrato em movimento, deformações plásticas e tratamento térmico do material sob *stress* (*stress annealing*).

Para filmes fabricados por deposição catódica na presença de um campo magnético, como aqueles que foram estudados neste trabalho, a anisotropia induzida efetiva geralmente é uniaxial. Essa anisotropia tem origem numa pequena ordem direcional de curto alcance induzida pelo campo magnético aplicado durante a deposição do material [43].

De forma mais geral do que visto na subseção 1.2.1, pode-se descrever a densidade de energia de anisotropia uniaxial em função do campo de anisotropia (1.4) pela equação

$$E_u = -\frac{1}{2} H_k M_s (\mathbf{m} \cdot \mathbf{u}_e)^2, \quad (1.7)$$

onde \mathbf{u}_e é o vetor unitário que dá a direção do eixo fácil de anisotropia uniaxial.

A anisotropia induzida é extremamente relevante quando se quer investigar materiais de ligas amorfas. Materiais amorfos não apresentam estrutura cristalina em nenhuma

escala significativa [40], por esse motivo é comum que ligas amorfas sejam chamadas de vidros metálicos. Ligas amorfas ferromagnéticas são aproximadamente isotrópicas e, por isso, suas anisotropias magnetocristalinas são quase nulas. Entretanto, pode-se induzir uma anisotropia uniaxial nesses materiais pelos métodos citados no início dessa subseção. Além disso, filmes feitos desses materiais também têm a anisotropia de forma como uma fonte de anisotropia relevante.

A liga de $CoZr$, que será estudada neste trabalho, pode apresentar estrutura completamente amorfa, completamente cristalina e, até mesmo, uma mistura de ambos os tipos de estruturas, dependendo das condições de deposição e da concentração dos materiais que formam a liga.

1.3 Energia de Zeeman e energia de troca

Além das energias envolvidas nas anisotropias do material, descritas na seção anterior, existem dois outros tipos de contribuições energéticas muito importantes para o comportamento de materiais magnéticos: a energia de Zeeman e a energia de troca.

A energia de Zeeman é determinada pela interação entre a magnetização do material e um campo externo aplicado a ele. A densidade de energia de Zeeman é dada por [43]

$$E_z = -\mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{M}. \quad (1.8)$$

A energia de troca é resultante de uma interação eletrostática quântica entre átomos vizinhos. Essa interação em materiais magnéticos é responsável por orientar os spins de átomos vizinhos de forma paralela ou anti paralela. Para uma rede com átomos com spins \mathbf{S}_i , o Hamiltoniano de troca de Heisenberg pode ser escrito como [48]

$$H_{ex} = -2 \sum_{i \neq j} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (1.9)$$

onde J_{ij} é a integral de troca entre os átomos de spins \mathbf{S}_i e \mathbf{S}_j . Como essa interação é usualmente de curto alcance, é comum que se considere apenas as interações entre primeiros vizinhos. Dessa forma, a densidade de energia de troca pode ser escrita como:

$$E_{ex} = -2J_{ex}S^2 \frac{1}{\Omega} \sum_{i \neq j} \boldsymbol{\mu}_i \cdot \boldsymbol{\mu}_j, \quad (1.10)$$

onde Ω representa o volume local, a soma sobre as direções dos momentos magnéticos $\boldsymbol{\mu}_i$ é feita apenas sobre os primeiros vizinhos e o valor de J_{ex} define o ordenamento magnético do material. Para materiais ferromagnéticos temos $J_{ex} > 0$; logo, os spins se orientam de forma paralela.

1.4 Dinâmica de magnetização

A magnetização em um material reage a diferentes estímulos externos em diferentes intervalos de tempo. Um pulso de laser ultrarrápido pode promover mudanças na ocupação de níveis atômicos que se manifestam como uma variação da magnetização na escala de tempo de picossegundos [30, 38]. Um estímulo na forma de onda eletromagnética na faixa de radiofrequência com frequências da ordem de 1 GHz pode manter a precessão natural dos momentos magnéticos [24]. Efeitos de temperatura se manifestam como relaxações com tempos característicos de milissegundos até dias. Para os objetivos deste trabalho, iremos focar na resposta da magnetização à aplicação de um campo magnético externo, cujo domínio de tempo se dá na ordem de 100 picossegundos.

Em um modelo clássico podemos imaginar os momentos magnéticos de um dado material como um conjunto de dipolos. Na presença de um campo magnético externo, os dipolos sofrem um torque que os fazem precessionar com uma frequência ω_0 (a frequência de Larmor) em torno da direção de aplicação do campo. Entretanto, o processo de magnetização de um material inclui diversas fontes de perdas de energia, como correntes parasitas e interações de ondas de spin [49, 50], que causam um amortecimento da precessão do sistema até que a magnetização fique paralela ao campo aplicado. Esse comportamento dinâmico da magnetização é descrito pela equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [38]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right). \quad (1.11)$$

Na equação (1.11), o primeiro termo à direita é o termo de precessão com \mathbf{H}_{eff} sendo o campo magnético efetivo e γ é o fator giromagnético do elétron. Já o segundo termo à direita em (1.11) é o termo de amortecimento da precessão, onde α é o *parâmetro de amortecimento*, um fator fenomenológico que representa os mecanismos de relaxação do sistema.

O campo efetivo pode ser calculado por

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}}, \quad (1.12)$$

onde F é a densidade de energia livre total, descrita por diversas contribuições energéticas, como as densidades de energias de anisotropia magnetocristalina e magnetostática, descritas na seção 1.2, e a densidade energia de troca e a densidade de energia de Zeeman, descritas na seção 1.3. Para um filme fino com anisotropia uniaxial podemos escrever:

$$F = E_u + E_s + E_z + E_{ex}. \quad (1.13)$$

Na figura (7) há uma ilustração dos torques experienciados pelo vetor magnetização e de sua trajetória de precessão amortecida.

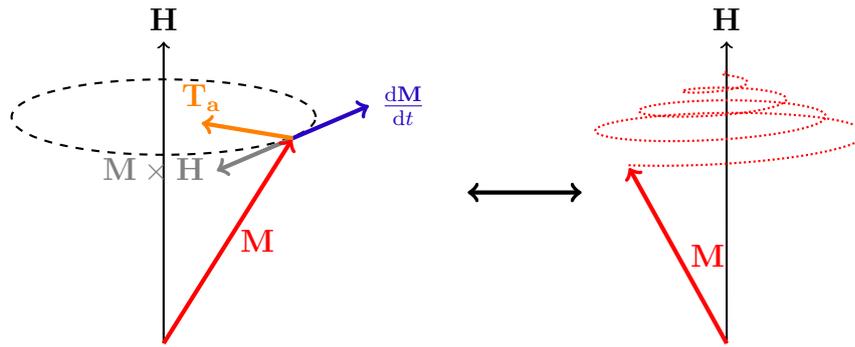


Figura 7 – Representação dos torques que agem sobre \mathbf{M} e da trajetória de precessão e amortecimento da magnetização. Na figura à esquerda, \mathbf{T}_a é o torque que o termo de amortecimento exerce sobre a magnetização. Na figura à direita está uma ilustração da trajetória amortecida da precessão da magnetização.

1.5 Ressonância ferromagnética

Como visto na seção 1.4, a precessão da magnetização ao redor de sua posição de equilíbrio (a direção do campo externo DC aplicado) é amortecida. Uma forma de fazer com que a precessão se mantenha é aplicando um campo magnético oscilante \mathbf{H}_{AC} em um plano perpendicular ao campo estático \mathbf{H} (ou \mathbf{H}_{DC}). Nesse caso, \mathbf{H}_{AC} irá produzir um torque em \mathbf{M} que irá contrapor o torque produzido pelo amortecimento da precessão, assim como ilustrado na figura (8). A amplitude de precessão da magnetização será máxima para um dado campo \mathbf{H} quando a frequência angular ω de oscilação do campo \mathbf{H}_{AC} for igual à frequência natural de precessão do sistema. Quando isso ocorre, temos a chamada *ressonância ferromagnética* (FMR) e o ângulo θ na figura (8) é mantido constante. Esse também será o estado de maior absorção de energia eletromagnética do sistema.

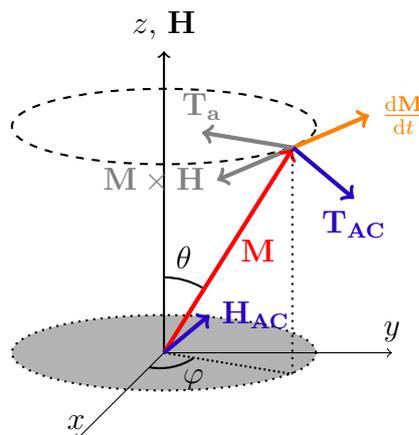


Figura 8 – Representação dos torques aplicados à magnetização na presença de um campo \mathbf{H}_{AC} aplicado em um plano perpendicular ao campo externo \mathbf{H} .

Para valores de \mathbf{H} moderados (até 1 kOe), as frequências de ressonância encontram-se na faixa de radiofrequência (entre 500 MHz e 10 GHz). As frequências de ressonância

podem ser deduzidas a partir da relação de Smit-Beljers [51, 24]:

$$\omega_{ress} = \frac{\gamma}{M_s \sin \theta_0} [F_{\theta\theta} F_{\varphi\varphi} - F_{\theta\varphi}^2]^{1/2}, \quad (1.14)$$

onde ω_{ress} é a frequência angular de ressonância e θ e φ são os ângulos que definem a orientação espacial de \mathbf{M} . A equação (1.14) está definida em θ_0 e φ_0 , que são os ângulos de equilíbrio de \mathbf{M} . Além disso, os subíndices em F indicam derivadas parciais em função de θ e φ .

1.6 Largura de linha de ressonância

Durante a dinâmica de magnetização de uma amostra ocorrem processos de relaxação do sistema magnético, que são responsáveis pelo amortecimento da precessão. Esses processos de relaxação tipicamente envolvem a excitação de fônons, ou seja, o aquecimento da rede cristalina [43].

Os processos de relaxação podem ser divididos em dois grupos: os processos intrínsecos ao material, como correntes parasitas, interações elétrons-mágnons e interações fônons-mágnons [50], e processos extrínsecos, como espalhamentos de dois mágnons induzidos por defeitos como imperfeições superficiais em amostras [12].

Esses processos de relaxação do sistema desempenham um papel fundamental na ressonância ferromagnética: o alargamento da linha de ressonância. Esse alargamento de linha está diretamente relacionado com o amortecimento de precessão e, portanto, com base na largura de linha de ressonância é possível determinar o valor da constante de amortecimento α do sistema. A largura de linha pode ser medida em campo (ΔH) ou em frequência ($\Delta\omega$). Quando medida em campo, é comum dividirmos a largura de linha em dois termos [52]:

$$\Delta H = \Delta H_{inhom} + \Delta H_{hom}, \quad (1.15)$$

onde ΔH_{inhom} agrupa os mecanismos de relaxação extrínsecos e ΔH_{hom} é a chamada *largura de linha de Gilbert*, que agrupa os mecanismos intrínsecos. O termo ΔH_{inhom} pode ser escrito como [52]:

$$\Delta H_{inhom} = \left| \frac{\partial H_r}{\partial \theta_H} \right| \Delta \theta_H + \left| \frac{\partial H_r}{\partial \phi_H} \right| \Delta \phi_H + \left| \frac{\partial H_r}{\partial H_{int}} \right| \Delta H_{int}, \quad (1.16)$$

onde H_r é o campo de ressonância, ΔH_{int} está relacionado com a inhomogeneidade dos campos internos na amostra, $\Delta \theta_H$ e $\Delta \phi_H$ representam os espalhamentos nas orientações dos eixos cristalográficos nas diferentes regiões internas das amostras. Já a largura de linha de Gilbert pode ser representada por [53]:

$$\Delta H_{hom} = \frac{1}{|d\omega_{ress}/dH|} \frac{\alpha\gamma}{M_s} \left(F_{\theta\theta} + \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta_0} \right), \quad (1.17)$$

onde as orientações θ_0 , θ e φ são as mesmas definidas na equação (1.14). A largura de linha de Gilbert se relaciona com a largura em frequência por [24]:

$$\Delta\omega = \left(\frac{d\omega_{ress}}{dH} \right) \Delta H_{hom}. \quad (1.18)$$

1.7 Susceptibilidade e permeabilidade

A resposta de uma amostra ferromagnética a um campo magnético externo \mathbf{H}_{AC} com frequência angular ω pode ser descrita utilizando a permeabilidade magnética, dada por [47]:

$$\mu = \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{H}} = \frac{B_0 e^{i(\omega t - \delta)}}{H_0 e^{i\omega t}} = \frac{B_0}{H_0} (\cos \delta - i \sin \delta) = \mu' - i\mu'', \quad (1.19)$$

onde B_0 e H_0 são, respectivamente, as amplitudes de \mathbf{B} e \mathbf{H} e δ é uma diferença de fase entre ambos.

A maneira como a magnetização da uma amostra responde ao campo magnético pode ser descrita pela susceptibilidade magnética, que se relaciona com a permeabilidade de forma muito simples por:

$$\mu = 1 + 4\pi\chi. \quad (1.20)$$

Se supormos um campo de radiofrequências \mathbf{h}_{rf} aplicado no plano $x - y$ e também um campo estático \mathbf{H} paralelo ao eixo z , assim como a situação descrita na seção (1.5), o campo total será dado por:

$$\mathbf{h}_{rf} + \mathbf{H} = h_x^{rf} \hat{\mathbf{x}} + h_y^{rf} \hat{\mathbf{y}} + H \hat{\mathbf{z}}. \quad (1.21)$$

Para uma amostra exposta a esse campo, as componentes de precessão da magnetização no plano $x - y$, representadas por um vetor $\mathbf{m} = M_x \hat{\mathbf{x}} + M_y \hat{\mathbf{y}}$, podem ser relacionadas ao campo rf pela expressão:

$$\mathbf{m} = \overset{\leftrightarrow}{\chi} \cdot \mathbf{h}_{rf}, \quad (1.22)$$

onde $\overset{\leftrightarrow}{\chi}$ é o tensor susceptibilidade magnética. Em um exemplo simplificado em que $\omega_{ress} \approx \omega_0$ e supondo que a taxa de relaxação do sistema seja muito menor do que a frequência de ressonância, podemos escrever as componentes da susceptibilidade como [29, 24]:

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\gamma M_s \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega_0\omega}, \quad (1.23)$$

$$\chi_{yx} = -\chi_{xy} = i \frac{\gamma M_s \omega}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega_0\omega}. \quad (1.24)$$

O tensor susceptibilidade é de grande interesse ao estudarmos ressonância ferromagnética, pois a parte imaginária da componente χ_{xx} da susceptibilidade está diretamente relacionado à energia de microondas do campo \mathbf{h}_{rf} absorvida pela amostra. De fato, quando

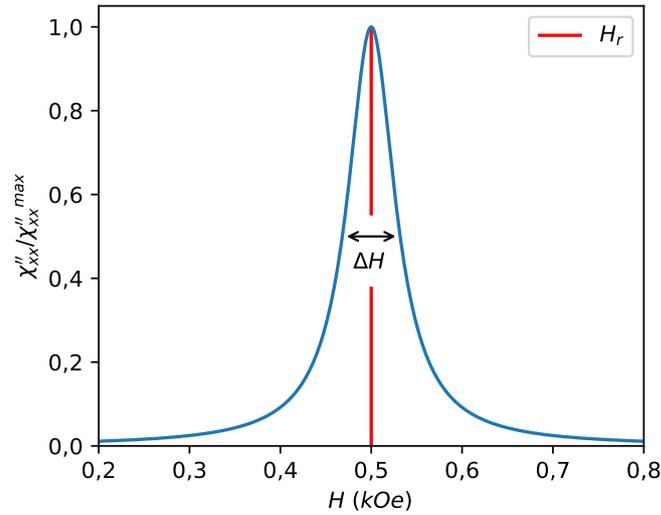


Figura 9 – Parte imaginária normalizada da componente χ_{xx} da susceptibilidade em função de um campo externo H . A curva tem a forma de uma lorentziana com seu máximo coincidindo com o campo de ressonância H_r e com largura à meia altura igual à largura de linha de ressonância ΔH .

$\omega = \omega_0$ temos o valor máximo de χ''_{xx} , como pode ser visto na figura (9), assim como ocorre o máximo de absorção de energia durante a ressonância. Além disso, a largura de linha de ressonância pode ser obtida a partir da largura à meia altura de χ''_{xx} , já que também depende do parâmetro α .

2 Metodologias

Nesse capítulo iremos descrever os conceitos e métodos utilizados neste trabalho para a caracterização das amostras de CoZr e verificação dos resultados obtidos através de simulações micromagnéticas.

Para a caracterização de propriedades magnéticas estáticas foi utilizado um *magnetômetro de amostra vibrante* (VSM) para obter curvas de magnetização. A partir das curvas de magnetização e comparando os resultados à modelos teóricos é possível determinar se a amostra apresenta anisotropia uniaxial e a direção do eixo fácil em relação a um eixo de referência definido previamente.

Para a caracterização de propriedades magnéticas dinâmicas utilizou-se uma bobina de Helmholtz para a aplicação de um campo magnético estático e um *analisador de rede vetorial* (VNA) para aplicar um campo de radiofrequências. A partir dos resultados obtidos através das medidas dos parâmetros de absorção e transmissão do VNA, é possível medir a absorção de energia eletromagnética e a permeabilidade magnética efetiva da amostra para obter informações a respeito da FMR. Utilizando ajustes de dados com modelos conhecidos é possível obter valores para as propriedades dinâmicas das amostras.

Por fim, utilizando os resultados obtidos experimentalmente foi possível utilizar o *software* MuMax3 de simulação micromagnética para simular a ressonância ferromagnética das amostras e comparar a relação de dispersão experimental com uma simulação para verificar se os resultados coincidem.

2.1 Caracterização estática

Para que pudéssemos caracterizar propriedades estáticas das amostras foi necessário obtermos curvas de magnetização $M - H$ (*histereses*), representadas na figura (10). Destas curvas é possível determinar um valor para a magnetização de saturação volumétrica M_s das amostras, desde que os volumes das amostras sejam conhecidos.

Além disso, podemos verificar se a amostra possui anisotropia uniaxial e obter a direção do eixo fácil em relação a um eixo de referência. Isso é possível ao realizarmos uma série de medidas de curvas $M - H$ para diferentes ângulos de aplicação do campo externo no plano do filme, pois o campo coercivo (o campo necessário para zerar a magnetização após uma amostra ser saturada) e a remanência (magnetização que remanesce em $H = 0$ após a amostra ser saturada) dependem do ângulo de aplicação do campo externo em relação ao eixo fácil [54], como pode ser visto na figura (10).

Para medirmos as curvas de histerese das amostras foi utilizado um *magnetômetro de*

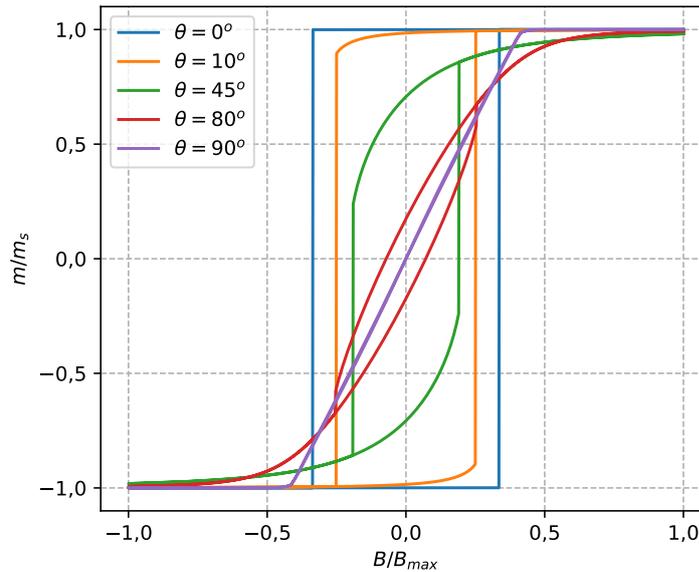


Figura 10 – Curvas de magnetização (histereses) simuladas por micromagnetismo para campo externo aplicado em diferentes direções em uma amostra com anisotropia uniaxial. No gráfico, θ é o ângulo entre o campo aplicado e o eixo fácil.

amostra vibrante (VSM) [55]. O VSM é altamente indicado para esse tipo de procedimento por possuir alta sensibilidade, capacidade de aplicar campos suficientemente altos para saturar as amostras utilizadas e por sua praticidade. O VSM possui um software capaz de automatizar as medidas através de “receitas” que ditam a variação no campo aplicado e a quantidade de medidas utilizadas para fazer a média para cada ponto da curva obtida. Além disso, as séries de medidas para diferentes ângulos de campo aplicado também são automatizadas, já que o VSM é capaz de rotacionar a haste com a amostra em torno do eixo z automaticamente de acordo com a predefinição da “receita” no *software*.

O princípio de funcionamento do VSM se dá pela variação do fluxo de campo magnético por quatro bobinas detectoras ao vibrarmos uma amostra magnetizada próxima a elas. Ao vibrarmos uma amostra magnetizada, estaremos variando o campo magnético que é causado por essa amostra e, portanto, estaremos variando o fluxo de campo magnético por uma bobina detectora. Essa variação de fluxo de campo irá induzir uma força eletromotriz (FEM) de acordo com a lei de Faraday [56], dada por

$$\varepsilon = -N \frac{d\Phi_B}{dt}, \quad (2.1)$$

onde ε é a FEM induzida na bobina, N é o número de voltas da bobina e Φ_B é o fluxo de campo magnético pela bobina.

O sistema, esquematizado na figura (11), é formado por uma haste não magnética com uma das extremidades contendo um porta amostras e a outra extremidade presa firmemente a um mecanismo de vibração que será responsável por vibrar a haste ao

longo do eixo z . A extremidade da haste contendo o porta amostras (e a amostra) fica posicionada entre os polos de um eletroímã, que aplicam um campo homogêneo na região da amostra. A amostra também fica próxima a quatro bobinas detectoras, sendo um par responsável por detectar a FEM induzida na direção paralela ao campo (eixo x) e outro par responsável por detectar a FEM na direção perpendicular ao campo e à vibração da amostra (eixo y).

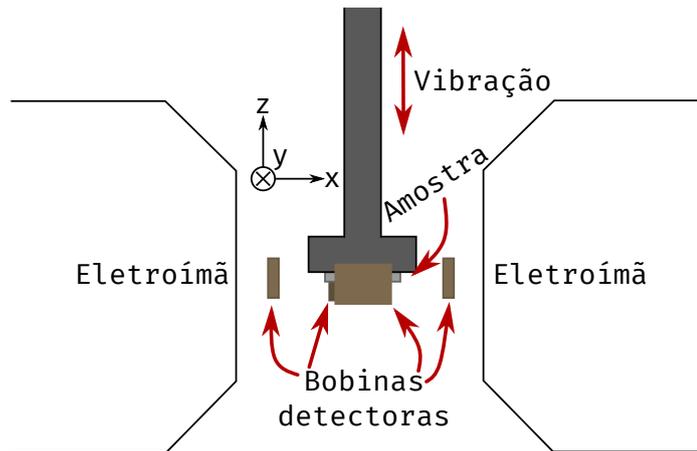


Figura 11 – Esquemática de posicionamento da amostra em um VSM. Imagem adaptada de [37].

A magnitude da FEM induzida nas bobinas é proporcional à componente medida do momento magnético da amostra [37]. Utilizando um amplificador *Lock-in* para amplificar o sinal da FEM induzida nas bobinas e conhecendo a frequência de vibração da amostra, que é controlada pelo software do VSM, é possível determinar um valor para o momento magnético da amostra em uma dada direção para um certo valor de campo aplicado.

A calibração do VSM é feita utilizando uma amostra referência de níquel para determinar a relação entre o sinal da FEM amplificado pelo *Lock-in* e o momento magnético medido. O software do VSM também nos permite calibrar a posição da amostra através da maximização do sinal obtido pelas bobinas detectoras através de um ajuste fino da posição nos eixos x , y e z .

2.2 Caracterização da dinâmica

Para a caracterização de propriedades da dinâmica de magnetização dos materiais estudados utilizamos a técnica de ressonância ferromagnética. Para isso, utilizamos um sistema experimental de ressonância ferromagnética por analisador de rede vetorial (FMR-VNA), que se destaca pela sua praticidade em permitir que medidas sejam feitas para um dado valor de campo estático enquanto a frequência do campo de excitação é variada. Diferentemente de métodos mais tradicionais em que se usava uma cavidade ressonante para estudar a resposta de uma amostra para uma única frequência de excitação em

diferentes valores de campo estático, na FMR-VNA uma guia de onda é conectada a um analisador de rede vetorial que permite a medição de um grande intervalo de frequências, desde MHz até GHz . Desta forma, as respostas dinâmicas da amostra podem ser obtidas através da matriz de espalhamento gerada pelo analisador de rede vetorial, como será explicado na subseção (2.2.1).

Neste trabalho utilizamos dois diferentes modelos para obtenção e validação das propriedades dinâmicas dos filmes estudados, sendo que ambos fazem uso do sistema FMR-VNA. O primeiro modelo consiste em estimarmos a energia eletromagnética absorvida pela amostra, enquanto o segundo modelo consiste em medirmos a permeabilidade magnética complexa efetiva. Ambos os métodos são medidos para cada valor de campo estático aplicado e para cada valor de frequência utilizado para o campo de radiofrequências.

Para os procedimentos experimentais de ambos os métodos utilizamos uma bobina de Helmholtz GMW Associates modelo 5451 para a aplicação do campo estático com valores entre $\pm 300 Oe$. A bobina é alimentada por duas fontes Kepco conectadas a um amplificador Lock-In SR830 DSP que controla a tensão nas fontes Kepco. Em ambos os métodos a amostra estudada é colocada em um porta amostras conectado a um Analisador de Rede Vetorial Rohde & Schwarz ZVB 14 com frequências medidas entre $10 MHz$ e $8 GHz$. O analisador e o Lock-In são controlados via software de computador por interface HP VEE.

Na subseção a seguir será dada uma breve explicação sobre o analisador de rede vetorial para contextualizar os parâmetros utilizados nos modelos. As subseções seguintes serão dedicadas a explicar ambos os modelos, desde seus procedimentos experimentais até o embasamento para a análise dos dados obtidos.

2.2.1 Analisador de Rede Vetorial

Um analisador de rede vetorial (VNA) é um equipamento capaz de medir propriedades elétricas de um dispositivo conectado a ele em um grande intervalo de frequências. Seu funcionamento se dá pela aplicação de um estímulo com amplitude, frequência e fase bem definidas em um dispositivo sob teste (DUT). O VNA mede as propriedades do estímulo aplicado e compara com as mesmas propriedades da onda transmitida e refletida no DUT, gerando uma matriz de espalhamento do sistema.

A matriz de espalhamento fornece uma descrição completa da rede ao relacionar ondas de tensão incidentes e refletidas nas portas do DUT. Em uma dada porta n da rede, uma onda de tensão se propagando ao longo do caminho, com posição definida por z , pode ser escrita como

$$V_n(z) = V_n^+ e^{-ikz} + V_n^- e^{ikz}, \quad (2.2)$$

onde k é o número de onda e V_n^+ e V_n^- são as amplitudes das ondas incidentes na porta n

e refletidas da porta n , respectivamente. Para uma rede de duas portas como a utilizada nesse trabalho, podemos definir a matriz de espalhamento produzida pelo VNA como [57, 58]:

$$\begin{bmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{bmatrix}, \quad (2.3)$$

ou em notação compacta:

$$[V^-] = [S][V^+]. \quad (2.4)$$

Cada elemento dessa matriz pode ser escrito em termos das ondas de tensão como

$$S_{ij} = \left. \frac{V_i^-}{V_j^+} \right|_{V_k^+ = 0 \text{ para } k \neq j}. \quad (2.5)$$

Os parâmetros S_{ij} podem ser representados em um diagrama de fluxo como o da figura (12), onde fica mais claro que os coeficientes S_{nn} são os coeficientes de reflexão em uma porta n e S_{ij} é o coeficiente de transmissão da porta j para a porta i .

Ambas as portas do VNA utilizado nesse trabalho possuem impedância característica de 50Ω . A calibração do VNA é feita ao serem definidos planos de referência que definem as posições das portas do DUT. Esse processo compensa o deslocamento de fase devido aos cabos que propagam o sinal até as portas do DUT e pode ser automatizado pela utilização de uma unidade de calibração, como a unidade ZV Z53 Rohde & Schwarz que foi utilizado nesse trabalho.

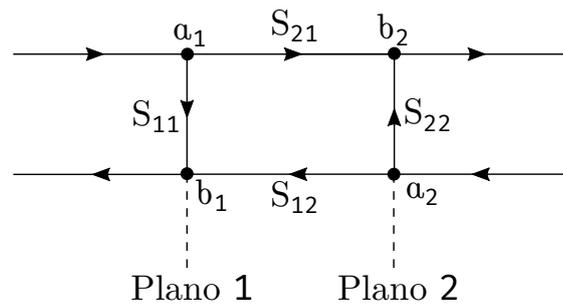


Figura 12 – Diagrama de fluxo para uma rede com duas portas. Cada plano de referência possui dois nodos a_i e b_i que representam, respectivamente, ondas incidentes e refletidas na porta i . Imagem adaptada de [57].

2.2.2 Absorção de energia

Assim como foi comentado na seção 1.5, o estado de ressonância ferromagnética ocorre quando há maior absorção de energia eletromagnética pelo material. Este método se baseia em obter o espectro de potência absorvida pela amostra para cada valor de campo estático e frequência aplicados durante o processo experimental.

Para um DUT em que não há perdas ou absorções, a potência média recebida pela rede deve ser [57]:

$$P_{med} = \frac{1}{2}[V^+]^T[V^+]* - \frac{1}{2}[V^-]^T[V^-]* = 0, \quad (2.6)$$

e, portanto, as potências incidentes e refletidas devem ser iguais. Igualando ambas as potências e utilizando a equação (2.4), podemos escrever que

$$[V^+]^T[V^+]* = [V^+]^T[S]^T[S]^*[V^+]*. \quad (2.7)$$

Assumindo que $[V^+]$ seja não nulo, então para que essa equação seja verdadeira é necessário que a matriz $[S]$ seja uma matriz unitária, podendo ser escrita como:

$$\sum_{k=1}^N S_{ki}S_{kj}^* = \delta_{ij}, \text{ para todo } i \text{ e } j, \quad (2.8)$$

onde δ_{ij} é a delta de Kronecker. Por consequência disso, para uma rede sem perdas e com $i = j = 1$ e $N = 2$ (duas portas), podemos escrever a relação:

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = 1. \quad (2.9)$$

Dessa forma, para um sistema composto por amostra, substrato e porta amostras, temos que a potência absorvida pelo sistema é dada por [59]:

$$\frac{P_{abs}}{P_{incidente}} = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2. \quad (2.10)$$

Portanto, podemos estimar a potência absorvida pelo sistema utilizando um porta amostras com duas portas coaxiais ao medirmos os coeficientes de reflexão S_{11} e transmissão S_{21} [60] do VNA. Um arranjo experimental para esse tipo de procedimento está ilustrado na figura (13). Dessa forma, obtemos um conjunto de dados S_{11} e S_{21} que nos dá a potência absorvida pelo sistema.

Esse valor de potência absorvida, entretanto, inclui contribuições de perdas no porta amostras, no substrato e para o ambiente, além das perdas devido à absorção da energia pela amostra. Como apenas as perdas devido aos processos magnéticos de FMR nos interessam, é necessário fazer um conjunto extra de medidas: uma medida de referência com o porta amostras contendo apenas o substrato utilizado e de mesmo tamanho que a amostra medida. Assim é possível descontar a potência absorvida pelo substrato, pelo porta amostras e perdida para o ambiente da potência absorvida pelo sistema completo, restando apenas a absorção da amostra. Assim, a absorção pode ser escrita como:

$$\Delta S = (1 - |S_{11}|^2 + |S_{21}|^2) - (1 - |S_{11}^{ref}|^2 + |S_{21}^{ref}|^2), \quad (2.11)$$

onde S_{11} e S_{21} representam as medidas para o sistema completo e S_{11}^{ref} e S_{21}^{ref} representam as medidas de referência. ΔS é calculada em unidades arbitrárias, mas podemos compará-la com a potência absorvida pela amostra ao normalizá-la, de forma que

$$\frac{\Delta S}{\Delta S_{max}} = \frac{P}{P_{max}}. \quad (2.12)$$

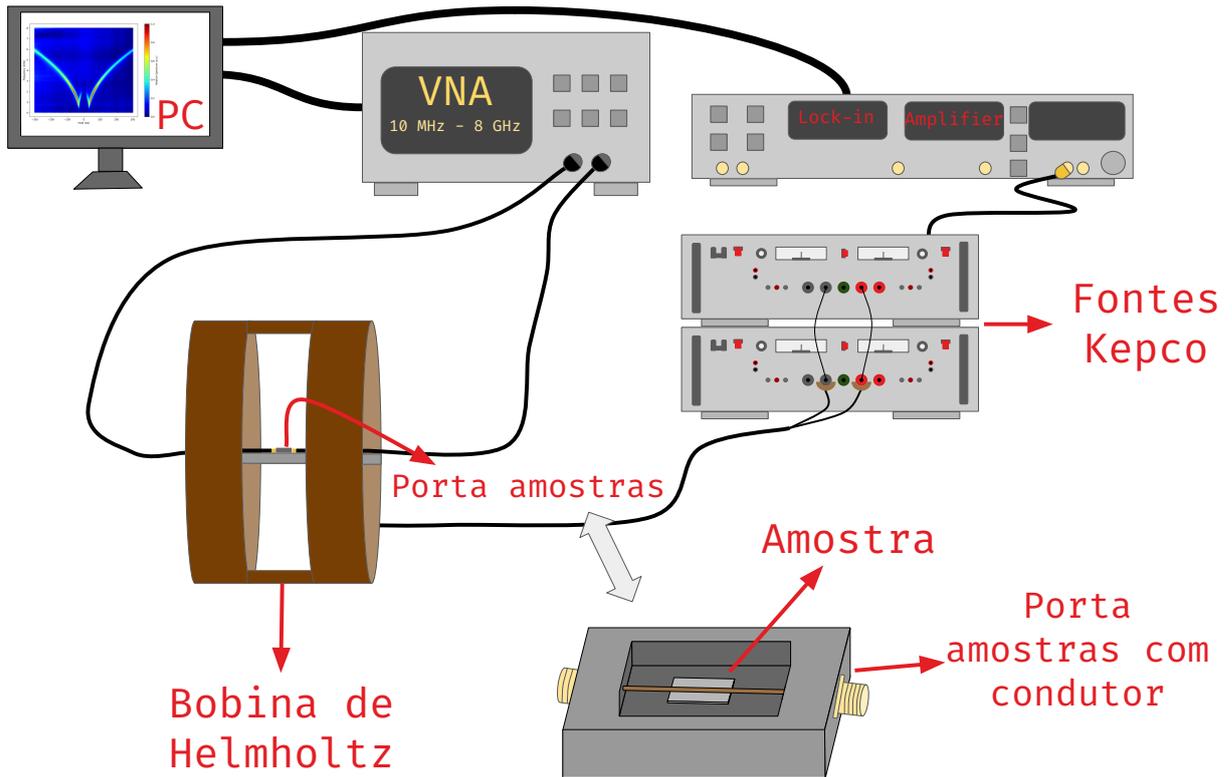


Figura 13 – Ilustração dos equipamentos utilizados para fazer medições pelo método de absorção de energia. A amostra é posicionada abaixo do condutor no porta amostras com o filme virado para cima.

Podemos obter a relação de dispersão de ressonância do sistema ao obtermos a frequência em que P/P_{max} é máxima para cada valor de campo estático aplicado. A figura (14) mostra um exemplo de espectro de potências absorvidas e a relação de dispersão de ressonância obtida a partir dele.

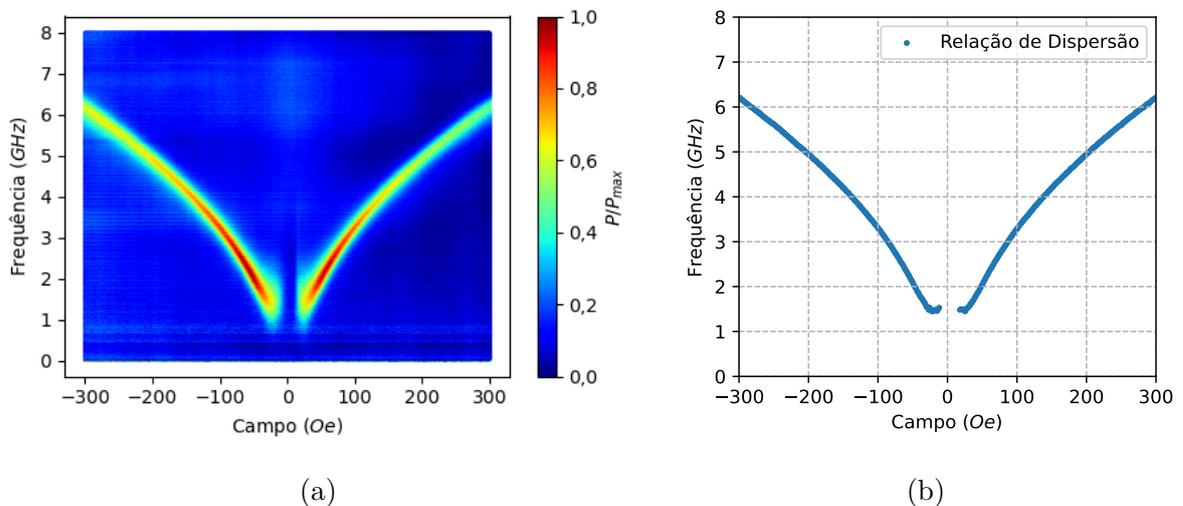


Figura 14 – (a) Espectro de potência absorvida em mapa de cores; (b) Relação de dispersão de FMR obtida através das posições em frequência dos máximos de P/P_{max} para cada valor de campo estático.

2.2.3 Permeabilidade efetiva

Dada a relação entre o tensor susceptibilidade magnética e a FMR descrita na seção 1.7 e a relação direta entre susceptibilidade e permeabilidade magnética, podemos utilizar uma técnica de medida desenvolvida por V. Bekker et al [61] para a determinação da permeabilidade magnética complexa dependente de frequência e, através dos dados de permeabilidade efetiva, obter informações a respeito da FMR do sistema.

No método de V. Bekker precisamos apenas de medidas do parâmetro de reflexão S_{11} de um porta amostras do tipo *stripline* terminado em curto de comprimento l , como o que é ilustrado junto ao arranjo experimental para este método na figura (15). Esse método parte do princípio de que o coeficiente de reflexão de uma seção de linha de transmissão pode ser descrito pela equação [62]

$$R = R_0 e^{-2\gamma L}, \quad (2.13)$$

onde R_0 é o coeficiente de reflexão na terminação da *stripline* ($R_0 = -1$ para uma *stripline* terminada em curto), L é o comprimento da seção da linha de transmissão e γ é a constante de propagação, que para um meio inhomogêneo e com uma aproximação de onda eletromagnética quasi-transversal pode ser escrita como [63, 61]

$$\gamma = \frac{i\omega\sqrt{\mu_{eff}\varepsilon_{eff}}}{c}, \quad (2.14)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, μ_{eff} é a permeabilidade magnética efetiva e ε_{eff} é permissividade elétrica efetiva.

O processo experimental e de análise dos resultados obtidos para esse método se dá em três partes necessárias para eliminar perdas associadas à *stripline* e ao substrato:

1. Faz-se uma medida do coeficiente de reflexão para o porta amostras vazio: S_{11}^{vazio} ;
2. Faz-se uma medida do coeficiente de reflexão para o porta amostras contendo apenas o substrato utilizado na fabricação da amostra e com o mesmo comprimento l_f da amostra: S_{11}^{sub} ;
3. Faz-se uma medida do coeficiente de reflexão para o sistema completo, ou seja, com o filme de comprimento l_f no porta amostras: S_{11}^f .

Nestas medidas, os parâmetros S_{11} medidos representam o coeficiente de reflexão R . Desta forma, para a parte 1 do procedimento temos $R_0 = -1$, $L = l$ e $\mu_{eff}^{vazio} = 1$. Substituindo esses valores em (2.13) e utilizando (2.14) temos:

$$S_{11}^{vazio} = -e^{-2il\omega\sqrt{\varepsilon_{eff}}/c}. \quad (2.15)$$

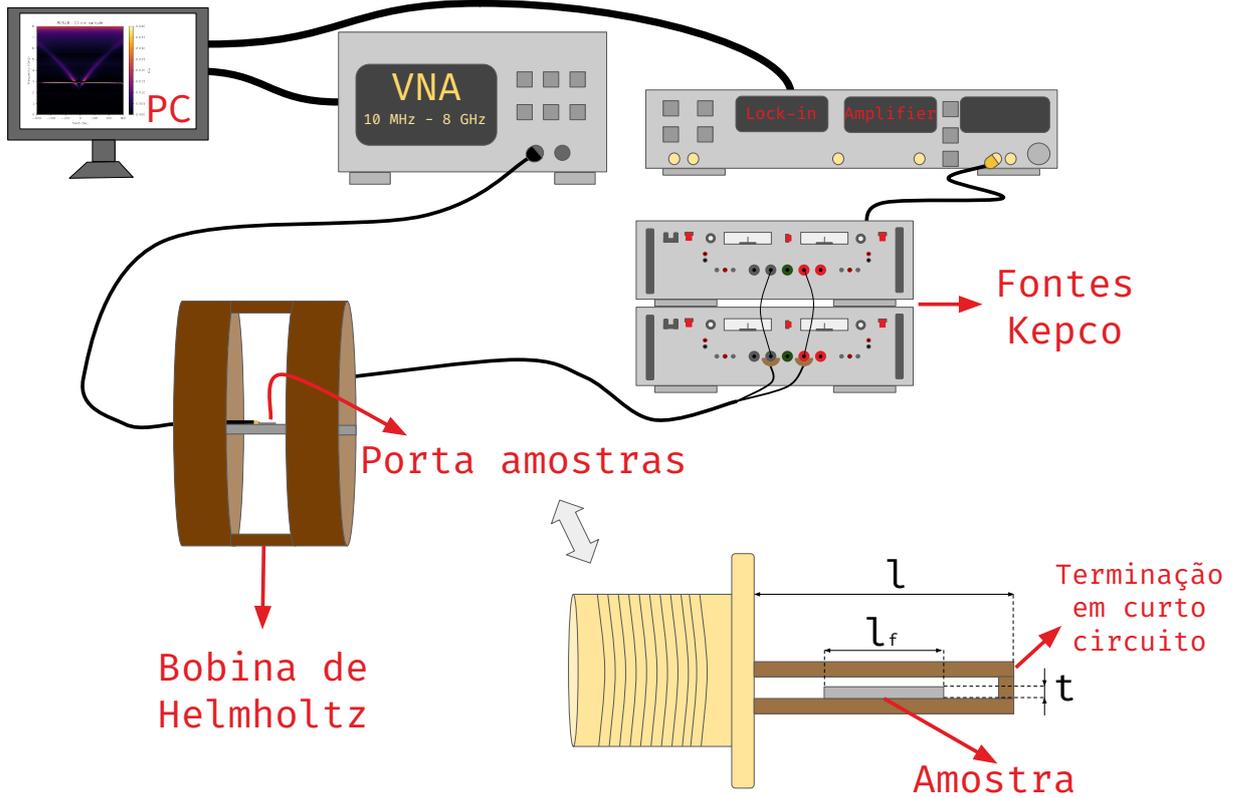


Figura 15 – Arranjo experimental para o método de obter a permeabilidade complexa efetiva. Na figura está ilustrado o porta amostras do tipo *stripline* terminado em curto.

Resolvendo essa equação para a permissividade elétrica efetiva do porta amostras vazio, temos:

$$\varepsilon_{eff}^{vazio} = \left[\frac{ic \ln(-S_{11}^{vazio})}{2\omega l} \right]^2. \quad (2.16)$$

Para a parte 2 do procedimento teremos novamente que $R_0 = -1$ e $\mu_{eff}^{sub} = 1$, mas a linha de transmissão agora se divide em três seções: uma seção vazia de comprimento l_1 e $\gamma = \gamma_{vazio}$, uma seção com o substrato de comprimento l_f e $\gamma = \gamma_{sub}$ e uma última seção de comprimento l_2 e $\gamma = \gamma_{vazio}$. Assim, podemos escrever (2.13) como:

$$S_{11}^{sub} = -e^{2(\gamma_{vazio}l_1 + \gamma_{sub}l_f + \gamma_{vazio}l_2)} = -e^{2[\gamma_{sub}l_f + \gamma_{vazio}(l-l_f)]}, \quad (2.17)$$

onde foi utilizado que $l_1 + l_f + l_2 = l$ e, portanto, $l_1 + l_2 = l - l_f$. Sendo γ_{vazio} o mesmo γ da parte 1 do procedimento, podemos resolver essa equação para ε_{eff}^{sub} , obtendo:

$$\varepsilon_{eff}^{sub} = \left[\frac{ic \ln(-S_{11}^{sub})}{2\omega l_f} - \frac{(l-l_f)\sqrt{\varepsilon_{eff}^{vazio}}}{l_f} \right]^2. \quad (2.18)$$

Por fim, para a parte 3 temos uma situação bastante similar à parte 2, onde $R_0 = -1$, $L = l_1 + l_f + l_2$ e $\varepsilon_{eff}^f = \varepsilon_{eff}^{sub}$, porém agora temos que $\mu_{eff} \neq 1$. Refazendo os

mesmos passos das partes anteriores e resolvendo agora a equação para μ_{eff} , podemos obter a permeabilidade efetiva do filme:

$$\mu_{eff} = \left[\frac{ic \ln(-S_{11}^f)}{2\omega l_f \sqrt{\epsilon_{eff}^{sub}}} - \frac{(l - l_f) \sqrt{\epsilon_{eff}^{vazio}}}{l_f \sqrt{\epsilon_{eff}^{sub}}} \right]^2. \quad (2.19)$$

A partir da parte imaginária da permeabilidade efetiva é possível obter a relação de dispersão de FMR, como ilustrada nas figuras (9) e (16), enquanto é possível obter a largura de linha de ressonância diretamente da parte real da permeabilidade efetiva.

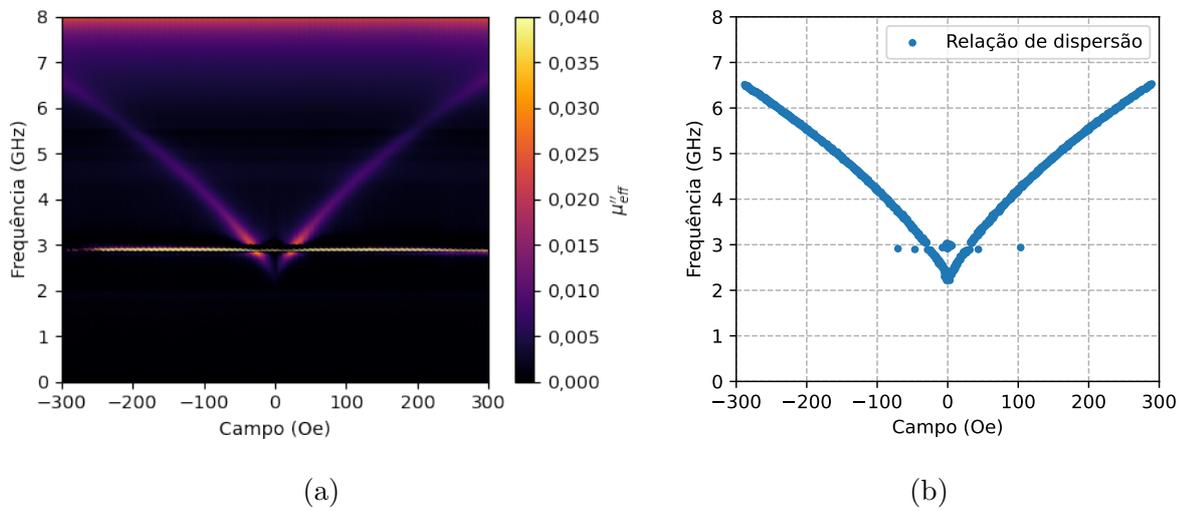


Figura 16 – (a) Espectro da parte imaginária da permeabilidade efetiva em mapa de cores; (b) Relação de dispersão de FMR obtida através das posições em frequência dos máximos da parte imaginária da permeabilidade efetiva para cada valor de campo estático.

2.3 Simulações micromagnéticas

A simulação micromagnética é uma forma bastante útil de investigar como uma amostra se comporta durante a dinâmica de magnetização. Devido a limitações de *hardware*, algumas aproximações são necessárias para tentar reproduzir os resultados experimentais, mas o comportamento magnético deve manter-se similar devido às propriedades e geometrias utilizadas.

O *software* escolhido para realizar as simulações foi o MuMax3 [64, 65] devido à sua alta performance para simulações de sistemas grandes e a facilidade de seu uso.

Na subseção à seguir será feita uma apresentação ao MuMax3. Nas subseções seguintes serão apresentados a base do algoritmo utilizado para simular medidas de ressonância ferromagnética e o método utilizado para analisar os resultados obtidos.

2.3.1 MuMax3: Simulações micromagnéticas aceleradas por GPU



MuMax3 (<https://mumax.github.io/>) é um programa de simulação micromagnética acelerado por GPU (unidades de processamento gráfico). Ele foi desenvolvido e é mantido pelo grupo DyNaMat da Universidade de Ghent [64].

O MuMax3 é um *software* de código aberto distribuído gratuitamente sob a licença GPLv3 [66] para Windows, Mac e Linux. O programa é escrito em Go [67] e CUDA [68], sendo necessário a utilização de uma placa gráfica NVIDIA para sua utilização. Devido à utilização de GPU para acelerar o processamento de dados, as simulações podem ocorrer em uma velocidade até 100x maior do que em programas baseados em processamento por CPU.

Para realizar a simulação, o MuMax3 utiliza o método de diferenças finitas (FD) para discretizar a amostra em redes 2D e 3D de células ortorrômbricas com magnetização uniforme e consideradas no centro de cada célula [64, 65]. A evolução temporal da magnetização em cada célula é dada pelo torque de Landau-Lifshitz na forma:

$$\boldsymbol{\tau}_{LL} = \gamma_{LL} \frac{1}{1 + \alpha^2} \{ \mathbf{m} \times \mathbf{B}_{\text{eff}} + \alpha [\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{B}_{\text{eff}})] \}, \quad (2.20)$$

onde γ_{LL} é a razão giromagnética que pode ser alterada pelo usuário e \mathbf{B}_{eff} é a densidade de fluxo de campo magnético efetiva, que recebe contribuições, de acordo com o sistema simulado, de campo externo, campo desmagnetizante, campo de troca, campo de Dzyaloshinskii-Moriya, campo de anisotropia e campo térmico.

2.3.2 Algoritmos para simulação de FMR

A simulação da resposta de ressonância ferromagnética de uma amostra depende de três passos:

1. Definir a geometria e as propriedades magnéticas da amostra;
2. Aplicar um campo estático e deixar o sistema evoluir até um estado de equilíbrio;
3. Aplicar um campo de radiofrequências perpendicular ao campo estático e analisar a resposta do sistema a esse campo oscilante.

O MuMax3 tem funcionamento ideal para amostras de tamanho máximo na escala de micrometros. Sendo assim, não é possível definir amostras com o mesmo tamanho das

que foram utilizadas para medidas experimentais. Para atenuar esse problema, definimos amostras com a mesma forma das utilizadas em laboratório, mas com as dimensões do plano do filme na escala de $10 \mu m$ e com a espessura igual ao do filme utilizado experimentalmente.

Para a definição da rede é necessário que as dimensões ($X_{cell}, Y_{cell}, Z_{cell}$) das células sejam menores do que o comprimento de troca da amostra [65], dado por [69]

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{A_{ex}}{2\pi M_s^2}} \text{ (CGS)} \quad ou \quad l_{ex} = \sqrt{\frac{2A_{ex}}{\mu_0 M_s^2}} \text{ (SI)}, \quad (2.21)$$

onde A_{ex} é a constante de troca e μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo. Para as amostras simuladas nesse trabalho, o valor do comprimento de troca variou entre $l_{ex} = 2,6 \text{ nm}$ e $l_{ex} = 4,0 \text{ nm}$.

Após as dimensões das células serem definidas, precisamos definir as dimensões (x, y, z) da rede, onde x, y e z são números inteiros que definem o número de células em cada dimensão. Normalmente definimos a rede de forma a criar uma amostra com as dimensões no plano do filme de algumas centenas de nanômetros, ou seja, para um filme com a normal paralela ao eixo z teremos $X_{cell} \cdot x \approx 100 \text{ nm}$.

Para fazer com que a amostra simulada tenha dimensões na escala de micrometros e ainda fazer com que os tempos de simulação sejam aceitáveis, optamos por utilizar condições de contorno periódicas (PBC) no plano da amostra. PBC no MuMax3 significa copiar a amostra original e reproduzi-la em ambos os lados da amostra um número (inteiro) X_{PBC} de vezes. Para um filme com a normal paralela ao eixo z usaremos $PBC = (X_{PBC}, Y_{PBC}, 0)$. Dessa forma, as dimensões (X, Y, Z) da amostra simulada podem ser escritas como:

$$X = 2X_{PBC}X_{cell}x, \quad Y = 2Y_{PBC}Y_{cell}y, \quad Z = Z_{cell}z, \quad (2.22)$$

onde o fator 2 vem do fato de que cada repetição da PBC é feita duas vezes (uma de cada lado da amostra original).

Após a geometria da amostra ser definida, é necessário informar ao programa as seguintes propriedades magnéticas (com dados no SI): magnetização de saturação, constante de troca, parâmetro de amortecimento, magnetização inicial, constante de anisotropia uniaxial e direção do eixo de anisotropia.

Após todas essas definições, podemos começar a simulação do sistema. Primeiramente é necessário aplicar um campo externo \mathbf{B} no plano da amostra e deixar que o sistema busque a minimização de energia utilizando a função $relax()$ do MuMax3.

Após a relaxação do sistema, aplica-se um campo oscilante em um plano perpendicular a \mathbf{B} . Esse campo será aplicado na forma de um pulso de função $sinc$ [70, 71]:

$$h_{rf}(t) = B_0 \text{sinc}[2\pi f_{max}(t - t_0)] = B_0 \frac{\sin[2\pi f_{max}(t - t_0)]}{2\pi f_{max}(t - t_0)}, \quad (2.23)$$

onde f_{max} é a frequência máxima que será medida (também chamada de frequência de corte), B_0 é a amplitude do pulso, t é o tempo decorrido na simulação e t_0 é o momento em que o pulso é aplicado. A principal vantagem de usar uma função *sinc* é que ela serve para simular uma medida de banda de frequências uniformemente espaçadas por ser a transformada de Fourier de uma função retangular [72]. Devido à maior parte da oscilação da magnetização estar contida no plano do filme, podemos aplicar o pulso apenas no plano do filme, no eixo perpendicular ao campo estático [73]. O processo deve ser repetido para a quantidade de valores de campo estático que for desejada.

Abaixo um exemplo de algoritmo para simular FMR em uma amostra:

```
X := 4.4e-5           // Comprimento no eixo X da amostra
Y := 2.2e-5           // Comprimento no eixo Y da amostra
Z := 17.2e-9          // Espessura Z da amostra

setgridsize(52, 26, 5) // Dimensões da rede
setcellsize(3.3846e-9, 3.3846e-9, 3.44e-9) // Dimensões das células
SetPBC(125, 125, 0) // Número de repetições de PBC

Msat = 1299.63e3 // Magnetização de saturação em A/m
Aex = 1.3e-11 // Constante de troca em J/m
alpha = 0.00979 // Parâmetro de amortecimento
m = Uniform(0,0,1) // Direção inicial da magnetização
Ku1 = 2.8792875e3 // Constante de anisotropia uniaxial em J/m³
AnisU = vector(cos(pi/6), sin(pi/6), 0) // Direção do eixo fácil em relação a x

Bstep := 0.0006 // Passo de variação do campo estático em T
tableadd(B_ext) // Salvar campo externo aplicado

for B := -0.03; B <= 0.03+(Bstep/2.0); B += Bstep
{
    // Laço de campo

    t0 := t + 1/(10e9) // Definir o tempo inicial da simulação
    B_ext = vector(B, 0, 0) // Campo estático aplicado no eixo x

    relax() // Minimizar a energia total

    B_ext = vector(B, 5e-4*sinc(2*pi*10e9*(t-t0)), 0) // Campo estático + pulso sinc

    tableautosave(5e-11) // Salvar dados a cada 50 ps
    run(2e-8) // Simular por 20 ns
}
```

2.3.3 Método de análise dos dados da simulação

Ao realizar uma simulação como a exemplificada no *script* da subsecção anterior, teremos como resultado uma tabela de dados como a abaixo:

# t (s)	mx (°)	my (°)	mz (°)	B_extx (T)	B_exty (T)	B_extz (T)
0	-1	9.261946e-12	2.1445807e-16	-0.03	-1.9490858e-20	0
5.02905507120433e-11	-0.9999948	-0.0031987748	-0.00031258276	-0.03	2.9223274e-06	0
1.00172429202124e-10	-0.99995106	0.009631225	0.0022725284	-0.03	0.00049999024	0
1.503430200515135e-10	-0.99962586	0.027313659	-0.0015034482	-0.03	-3.4065645e-06	0
2.003491520022499e-10	-0.9997392	-0.022653775	-0.0028821642	-0.03	1.7395463e-06	0
.
.
.

Nessa tabela está incluso o tempo decorrido na simulação com passo de tempo Δt determinado no comando `tableautosave(Δt)`, as componentes da média espacial normalizada da magnetização $\langle m_i \rangle$ e também do campo externo aplicado B_{ext} .

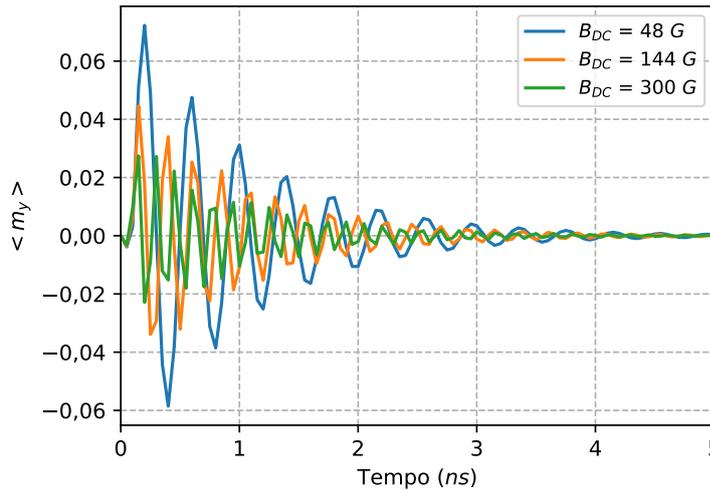


Figura 17 – Componente y da média espacial da magnetização normalizada por M_s para diferentes valores de campo estático B_{DC} de uma simulação com campo de radiofrequências aplicado no eixo y .

A maneira mais direta de obter informações de ressonância ferromagnética desse conjunto de dados é realizar uma transformada rápida de Fourier (FFT) na componente y da magnetização espacial média [74, 75]. A FFT irá nos permitir obter o espectro de potências $S_y(f)$ no domínio de frequências. $S_y(f)$ contém informação sobre a amplitude de oscilação da magnetização e de FMR, sendo definido como:

$$S_y(f) = |\mathcal{F}_y(f)|^2, \quad (2.24)$$

sendo o coeficiente de Fourier $\mathcal{F}_y(f)$ dado por

$$\mathcal{F}_y(f) = \sum_{k=1}^N \langle m_y \rangle(t_k) e^{-i2\pi f t_k}, \quad (2.25)$$

onde t_k é o tempo de simulação dado por $t_k = k\Delta t$, onde k é um inteiro que contabiliza cada medida.

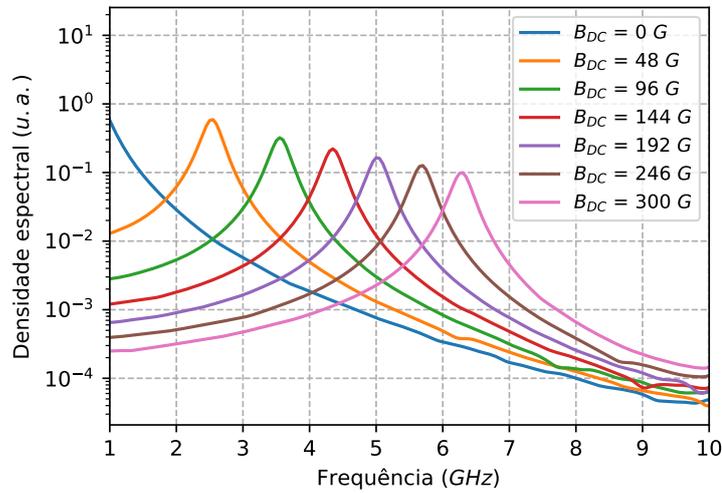


Figura 18 – Espectro de potências $S_y(f)$ das medidas da figura (17) para alguns valores de campo estático.

A frequência máxima que pode ser determinada é definida pela frequência de Nyquist [75], dada por $f_N = \frac{1}{2\Delta t}$, e o espaçamento entre as frequências é dado por $\Delta f = \frac{1}{\Delta t}$.

Utilizando as curvas exemplificadas na figura (18) é possível fazer um mapa de cores do espectro de potências e também obter a relação de dispersão de ressonância através da posição dos máximos de $S_y(f)$ para cada valor de campo estático, como é mostrado na figura (19).

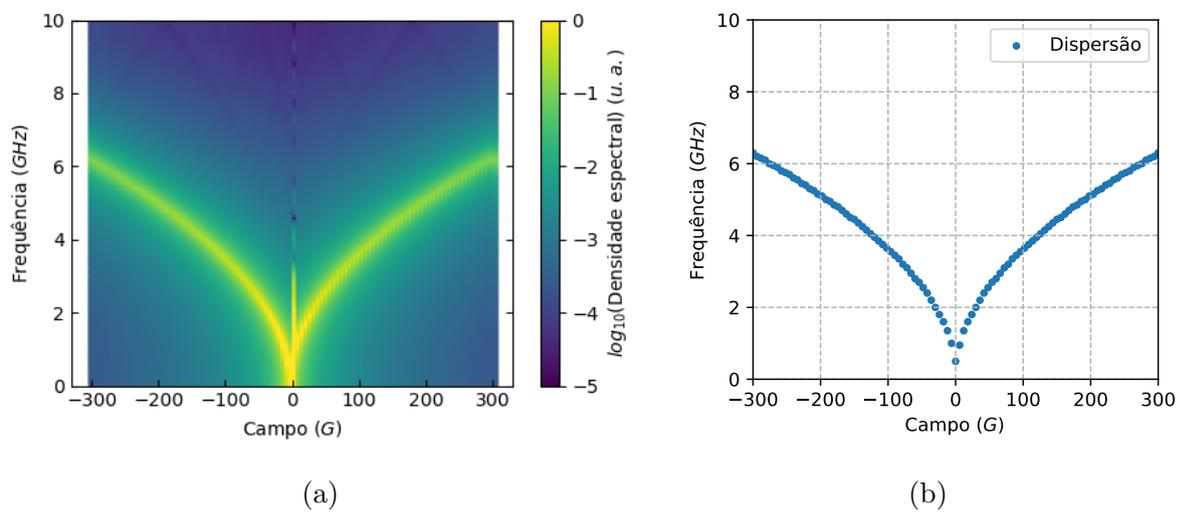


Figura 19 – (a) Logaritmo do espectro de potências em escala de cores. É possível ver a curva característica de ressonância ferromagnética caracterizada pela máxima amplitude de precessão da magnetização; (b) Relação de dispersão de FMR obtida através das posições em frequência dos máximos de $S_y(f)$ para cada valor de campo estático.

3 Amostras

Filmes finos de cobalto e zircônio ($CoZr$) apresentam propriedades macias de magnetização que são de grande interesse para aplicações tecnológicas, como alta magnetização de saturação, baixa coercividade, alta permeabilidade magnética na faixa de radiofrequência e aumento da resistividade com a diminuição da espessura [36]. Apesar desses aspectos de interesse, existem poucos trabalhos na literatura que buscam estudar o comportamento dinâmico de filmes de $CoZr$ com espessuras inferiores a 100 nm. Devido a isso, buscamos fabricar e investigar as propriedades dinâmicas de filmes de $CoZr$ com diferentes concentrações de Zr e com diferentes espessuras definidas nesse intervalo de até 100 nm.

Neste trabalho foram analisados filmes finos de $CoZr$ produzidos pela técnica de pulverização catódica (*magnetron sputtering*). Foram feitas quatro séries de amostras, onde duas séries de filmes foram depositadas sobre titânio (Ti) depositado em substrato de silício (Si) e outras duas séries depositadas sobre Ti depositado sobre lamínulas de vidro. O $CoZr$ foi depositado sobre Ti para aumentar a aderência da deposição dos filmes.

Para obtermos informações sobre a concentração de cobalto e zircônio depositados, foram feitas análises pelas técnicas de Espectroscopia de Retroespalhamento de Rutherford (RBS) no Laboratório de Implantação Iônica do Instituto de Física da UFRGS pela Dra. Raquel Giulian. Para obtermos a taxa de deposição, que serve para estimar a espessura dos filmes, e verificar se as amostras estavam amorfas, utilizamos as técnicas de Reflectometria e Difração de Raios-X (XRR e XRD, respectivamente), cujas medidas foram feitas no Laboratório de Conformação Nanométrica do Instituto de Física da UFRGS pelo Dr. Antonio Marcos Helgueira de Andrade.

Nas seções a seguir serão dadas breves descrições sobre a técnica de deposição por *magnetron sputtering* e dos procedimentos para a fabricação das amostras. Também será feita uma breve explicação de como é feita a análise dos resultados das técnicas de RBS, XRD e XRR e os resultados obtidos.

3.1 Deposição por *magnetron sputtering*

Na técnica de pulverização catódica, mais conhecida como *magnetron sputtering*, a deposição é feita em uma câmara de vácuo com duas placas em seu interior: o *alvo*, composto pelo material que se deseja depositar, e o substrato em que desejamos fazer a deposição.

Na deposição, a pressão da câmara é reduzida e posteriormente preenchida com

gás de argônio. Dentro da câmara haverão poucos íons de argônio. Ao aplicarmos uma diferença de potencial entre o alvo e o substrato e sob a ação de um campo magnético, estes íons serão acelerados e, em trajetória helicoidal, terão mais probabilidade de colisão com outros átomos de argônio. Isto aumenta a taxa de ionização e, em um processo cascata, gera um plasma. Esta grande quantidade de íons serão acelerados na direção do alvo, onde irão colidir, ejetando partículas do alvo. Essas partículas serão lançadas na direção do substrato, onde acabam por se depositarem [76, 77].

Na figura (20) é mostrada uma ilustração do funcionamento de um *magnetron sputtering*.

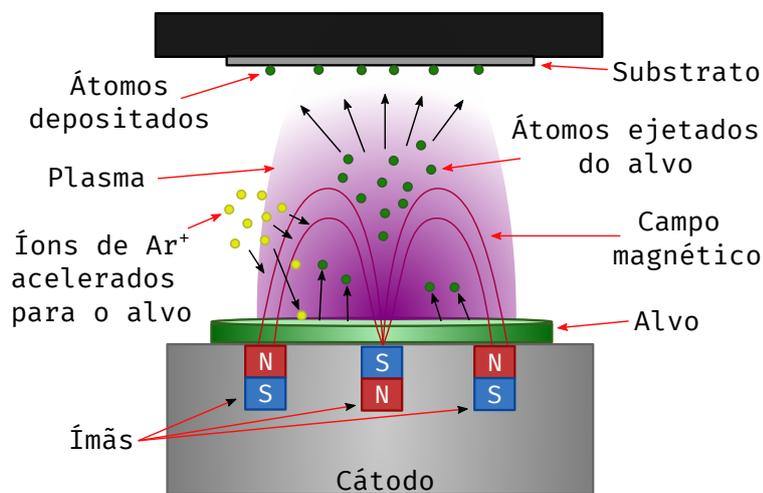


Figura 20 – Ilustração de deposição por *magnetron sputtering*.

3.2 Fabricação das amostras

Para a fabricação das amostras foi utilizado um alvo de cobalto com pastilhas de zircônio de 3 mm de diâmetro e 3 mm de altura, obtidas pela prensagem de pó. As pastilhas foram posicionadas nas regiões de maior desgaste do alvo de Co. Como comentado anteriormente, foram fabricadas quatro séries de filmes de *CoZr*, sendo as duas primeiras depositadas para diferentes espessuras sobre lamínulas de vidro com o objetivo de serem utilizadas nas medidas de FMR:

1. **Primeira série depositada:** Três filmes fabricados pela deposição de *CoZr* sobre *Ti* depositado em substratos de lamínulas de vidro. Os filmes foram depositados por diferentes períodos de tempo para se tentar obter filmes com espessuras entre 15 nm e 100 nm utilizando o alvo de cobalto com quatro pastilhas de zircônio nas regiões de maior desgaste do alvo.

Um filme extra foi fabricado com *CoZr* depositado diretamente sobre o substrato durante 300 segundos para que pudesse ser obtida uma calibração da taxa de deposição de *CoZr* através da técnica de reflectometria de raios-x.

Durante a deposição dessa série, os parâmetros de deposição utilizados foram: pressão de argônio de 4 *mTorr*, pressão base de $1,2 \times 10^{-6}$ *Torr* e fluxo de argônio de 100 *SCCM*. Foi utilizada uma fonte DC com parâmetros de 120 *mA* e 44 *W*.

2. **Segunda série depositada:** Assim como na série anterior, três filmes foram fabricados pela deposição de *CoZr* sobre *Ti* depositado em substrato de lamínulas de vidro por períodos de tempo similares. Porém, desta vez foi utilizado o alvo de cobalto com oito pastilhas de zircônio nas regiões de maior desbaste para que obtivéssemos uma maior concentração de *Zr* nos filmes.

Novamente, um filme extra foi fabricado para se obter uma calibração da taxa de deposição, porém desta vez o filme foi depositado por 180 segundos.

Durante a deposição dessa série, os parâmetros de deposição utilizados foram: pressão de *Ar* de 5 *mTorr*, pressão base de 7×10^{-7} *Torr* e fluxo de argônio de 95 *SCCM*. A fonte DC foi utilizada com parâmetros de 108 *mA* e 40 *W*.

Posteriormente, foram fabricadas outras duas séries de filmes com as mesmas configurações das séries anteriores, porém os filmes foram depositados sobre substrato de silício para que fosse possível aplicar a técnica de RBS aos filmes com o objetivo de obter a porcentagem de zircônio nas duas configurações estudadas. Estas séries também foram depositadas com uma camada de *Ti* sobre a camada de *CoZr* como forma de proteger os filmes de oxidação.

No *magnetron sputtering* utilizado há um campo magnético na região do substrato devido aos ímãs abaixo dos alvos. É esperado que esse campo magnético induza uma anisotropia uniaxial no plano dos filmes, assim como descrito na subseção 1.2.3.

Em todas as amostras foi definido um eixo de referência no plano de cada filme. Esse eixo foi escolhido de acordo com a orientação do substrato em relação à câmara de vácuo do *sputtering*.

3.3 Caracterização por RBS

Para verificarmos as proporções entre cobalto e zircônio nas amostras depositadas, aplicamos a técnica de Espectroscopia de Retroespalhamento de Rutherford (RBS) nas séries depositadas em substrato de silício.

RBS é uma poderosa técnica para se obter análises quantitativas das camadas de filmes. A partir do espectro de energia medido é possível obter informações sobre a

composição da amostra e da densidade areal de cada camada medida [78, 79]. Com o espectro de energia obtido, podemos utilizar um *software* para simular o espectro RBS e comparar com o resultado obtido experimentalmente, obtendo informações da composição das amostras. Neste trabalho, foi utilizado o *software* SIMNRA [80, 81] para realizar as simulações. O SIMNRA é um programa operado totalmente por interface gráfica desenvolvido por Matej Mayer no *Max-Planck-Institut für Plasmaphysik*, sendo de fácil uso para simular espectros de RBS [82].

Nas figuras (21a) e (21b) estão os espectros medidos e as simulações para amostras das séries depositadas sobre substrato de *Si*. Das simulações realizadas foi possível obter que as amostras depositadas com quatro pastilhas de zircônio ficaram com composição de aproximadamente 96% de *Co* e 4% de *Zr*, enquanto as amostras depositadas com oito pastilhas de zircônio ficaram com uma composição de 92% de *Co* e 8% de *Zr*.

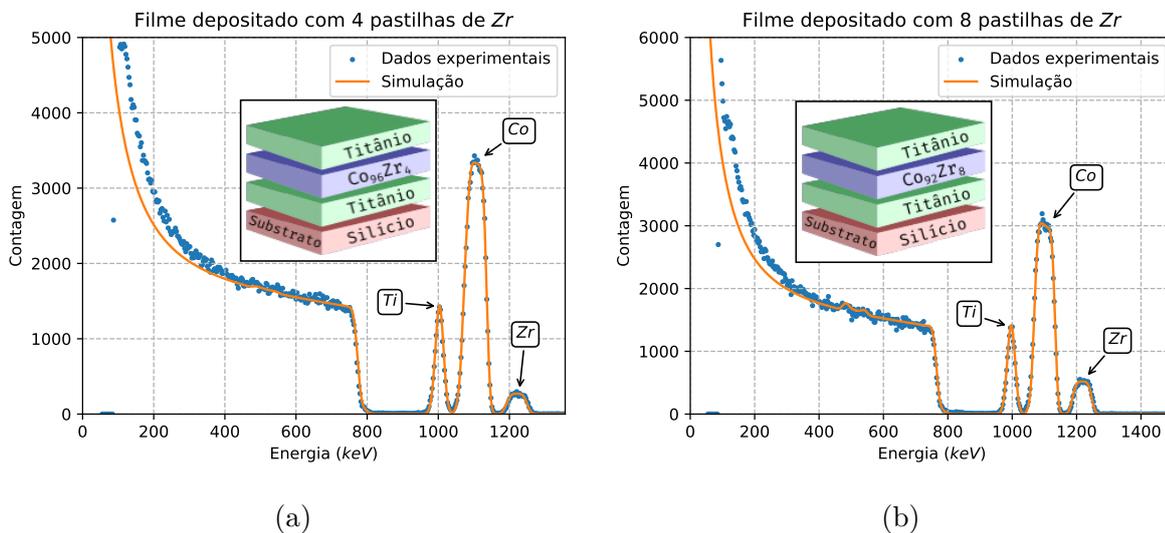


Figura 21 – Espectros de energia de RBS e simulação obtida pelo SIMNRA para: (a) amostra depositada com quatro pastilhas de *Zr*; e (b) amostra depositada com oito pastilhas de *Zr*. Em ambos os gráficos estão inclusas ilustrações fora de escala das camadas que compõe os filmes e a proporção de *Co* e *Zr* em cada amostra.

3.4 Caracterização por XRD e XRR

A difração de raios-X (XRD) e a reflectometria de raios-X (XRR) são técnicas muito utilizadas e muito úteis para o estudo das propriedades cristalográficas e estruturais de amostras. As técnicas foram utilizadas nesse trabalho para a identificação de fases cristalinas, verificar a existência de estrutura amorfa nos filmes e obter uma calibração da taxa de deposição por *sputtering* para sabermos as espessuras dos filmes. Nas subseções a seguir são apresentados os resultados obtidos por essas técnicas para a caracterização das amostras neste trabalho.

3.4.1 Difração de Raios-X

A XRD é uma técnica não destrutiva muito útil para a caracterização cristalina dos materiais, provendo informações sobre estruturas e fases cristalinas, textura, geometria de célula unitária e orientação preferencial [83, 84]. Podemos identificar todas essas propriedades graças a um enorme banco de dados de padrões de difração para diferentes fases cristalinas de diversos materiais [85].

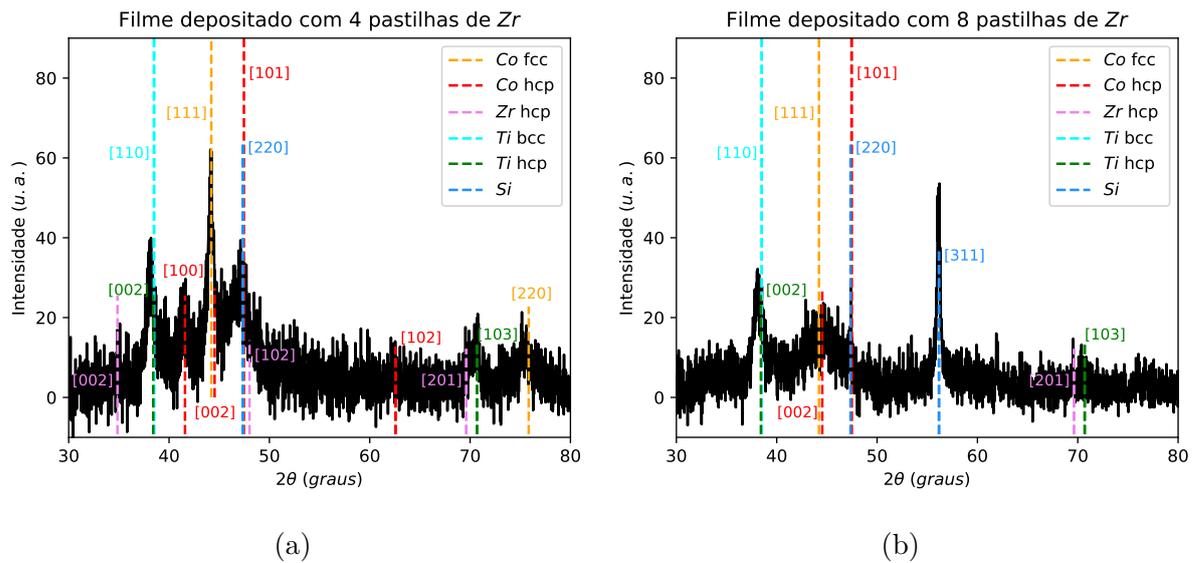


Figura 22 – Difratoogramas de raios-X: (a) amostra depositada com quatro pastilhas de *Zr*; e (b) amostra depositada com oito pastilhas de *Zr*. Ambas as amostras pertencentes às séries depositadas sobre substrato de *Si*.

O procedimento de XRD realizado foi do tipo Difração de raios-X de Incidência Rasante (GIXD), em que o feixe é mantido fixo em um pequeno ângulo de incidência de $\approx 2^\circ$ e o detector é movimentado no intervalo desejado. Por isso, o procedimento foi realizado em amostras das séries depositadas sobre *Si*, facilitando a identificação de picos cristalinos nos difratogramas que podem ser devidos ao substrato.

Na figura (22b) é possível observar que a série depositada com oito pastilhas (8%) de *Zr* apresenta um pico da fase cristalina de *Co* hcp, mas de forma geral a amostra apresenta uma fase amorfa bem definida. Já na figura (22a) é possível observar que a amostra depositada com quatro pastilhas (4%) de *Zr* apresenta picos das fases hcp e fcc do *Co*, mas também apresenta uma fase amorfa, como pode ser observado pela picos largos.

3.4.2 Reflectometria de Raios-X

Assim como a XRD, a XRR é uma técnica não destrutiva que permite a obtenção da espessura, densidade e morfologia de superfícies e interfaces em filmes finos e estruturas de superfícies [86, 87]. Utilizando as formulações de Bragg e Max Von Laue, podemos

definir um vetor de espalhamento como [88, 89]

$$Q = \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda}, \quad (3.1)$$

onde θ é o ângulo de incidência do feixe e λ é o comprimento de onda da radiação de raios-X emitida pelo equipamento. Atribuindo um índice n para cada franja de Kiessig no difratograma, podemos escrever o vetor de espalhamento correspondente como

$$Q_n = \frac{2\pi}{d}n, \quad (3.2)$$

onde d é a espessura do filme analisado. A partir dessa relação, podemos obter a espessura do filme a partir do coeficiente angular da reta obtida ao fazermos um ajuste linear em um gráfico de Q_n vs n , ignorando o ponto referente à primeira franja.

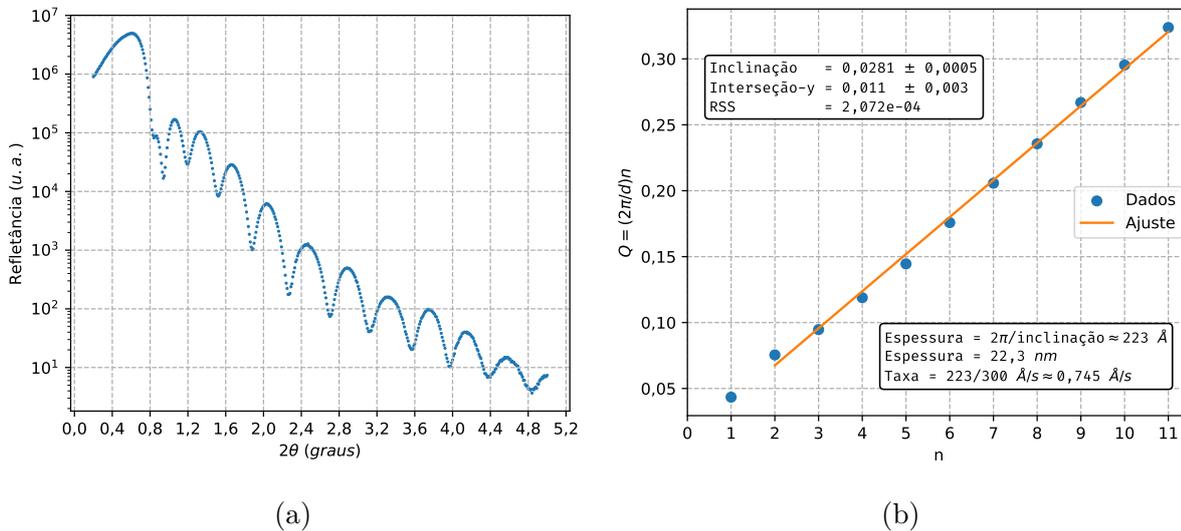


Figura 23 – Medidas de XRR para a amostra com 4% de Zr . (a) Difratograma com diversas franjas de Kiessig bem definidas; e (b) Gráfico de Q_n vs n e ajuste linear. Foi obtido uma taxa de deposição de $0,745 \text{ \AA/s}$ de $CoZr$ durante a deposição dessa série.

O procedimento de XRR foi realizado nas séries depositadas em lamínulas de vidro com $CoZr$ depositado diretamente sobre o substrato (sem a deposição de Ti). O difratorômetro emite radiação $Cu K - \alpha$ com comprimento de onda de $\lambda = 1,5406 \text{ \AA}$.

Na figura (23a) está o difratograma obtido para a amostra com 4% de Zr e na figura (23b) está o gráfico e ajuste linear feitos para Q_n vs n dessa amostra. Foi possível, a partir do coeficiente angular obtido do ajuste, estimar uma espessura $d = 22,3 \text{ nm}$, de acordo com a equação (3.2). Como essa amostra foi depositada durante 300 segundos, a taxa de deposição de $CoZr$ dessa série foi de $0,745 \text{ \AA/s}$.

Já nas figuras (24a) e (24b) estão o difratograma e o gráfico de Q_n vs n para a amostra com 8% de Zr . Do coeficiente angular obtido do ajuste linear dessa amostra,

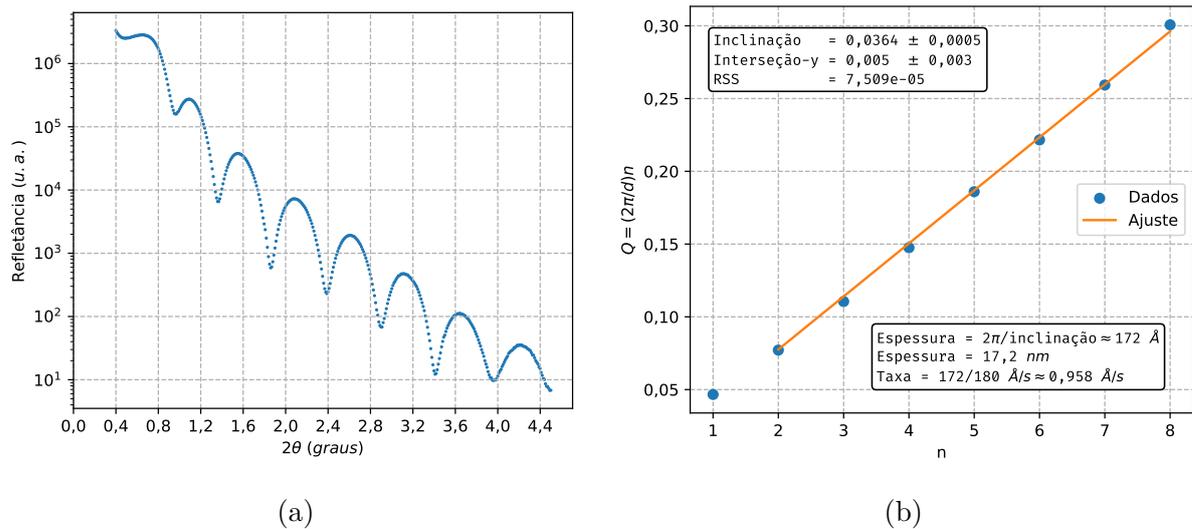


Figura 24 – Medidas de XRR para a amostra com 8% de Zr. (a) Difratograma com as franjas de Kiesel; e (b) Gráfico de Q_n vs n e ajuste linear. Foi obtido uma taxa de deposição de $0,958 \text{ \AA/s}$ de CoZr durante a deposição dessa série.

obtivemos uma espessura estimada em $d = 17,2 \text{ nm}$. Como essa amostra foi depositada durante 180 segundos, a taxa de deposição para essa série de amostras foi de $0,958 \text{ \AA/s}$.

Utilizando as taxas de deposição obtidas para ambas as séries, podemos estimar as espessuras de CoZr de todos os filmes medidos. As espessuras estimadas para ambas as séries estão na tabela (1).

Tabela 1 – Espessuras dos diversos filmes utilizados nesse trabalho. As espessuras foram calculadas a partir das taxas de deposição obtidas por XRR. A série $Co_{96}Zr_4$ teve taxa de deposição de $0,745 \text{ \AA/s}$, enquanto a série $Co_{92}Zr_8$ teve taxa de deposição de $0,958 \text{ \AA/s}$.

Série	Filme	Tempo de deposição (s)	Espessura (nm)
$Co_{96}Zr_4$	Filme 1	177	13,2
	Filme 2	590	44,0
	Filme 3	1173	87,4
$Co_{92}Zr_8$	Filme 4	180	17,2
	Filme 5	590	56,5
	Filme 6	1176	112,7

4 Resultados e discussões

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados experimentais e das análises dos dados obtidos a partir dos métodos apresentados no capítulo 2. Assim como comentado ao fim da seção 3.2, cada filme possui um eixo de referência definido durante sua fabricação, onde esse eixo pode ou não ser o eixo fácil de anisotropia da amostra. Todas as medidas experimentais feitas neste trabalho foram realizadas tomando esse eixo como referência.

A primeira seção deste capítulo apresentará os resultados experimentais, obtidos a partir dos métodos descritos no capítulo 2, e o tratamento dos dados obtidos. A segunda seção apresenta a caracterização das propriedades dos filmes e comparações dos resultados experimentais com simulações realizadas com os parâmetros obtidos. As comparações entre os resultados alcançados para as diferentes espessuras e composições de filmes serão discutidas na terceira seção.

4.1 Resultados experimentais

A seguir serão apresentados as curvas experimentais de magnetização, obtidas por VSM, e de ressonância ferromagnética, obtidas pelas duas técnicas de VNA-FMR apresentadas na seção 2.2. Para facilitar a compreensão, os resultados serão apresentados em três subseções dedicadas a cada um dos três procedimentos experimentais realizados.

4.1.1 Curvas de magnetização

As curvas de magnetização obtidas utilizando o método descrito da seção 2.1 foram feitas com campo aplicado nos planos dos filmes com magnitudes em intervalos de até ± 12 kOe. Além disso, as medidas foram realizadas a cada 10° para ângulos entre 0° e 180° em relação ao eixo de referência definido durante a fabricação da amostra citado na seção 3.2.

A partir das curvas de histerese para vários ângulos, podemos traçar um gráfico da magnetização de remanência em função do ângulo de campo aplicado. Segundo o modelo de Stoner-Wohlfarth [54, 90] para uma amostra uniaxial, o eixo duro de anisotropia é o eixo de menor remanência, enquanto o eixo fácil é o eixo que faz 90° com o eixo duro. Dessa forma, podemos identificar o ângulo entre os eixos fáceis dos filmes e os eixos de referência definidos previamente ao fazermos um gráfico da remanência em função do ângulo.

As curvas de magnetização obtidas para as amostras da série de $Co_{92}Zr_8$ estão nas figuras (25a), (26a) e (27a). As histereses, assim como as curvas de remanência, sugerem que os três filmes possuem anisotropia predominantemente uniaxial de acordo com o modelo de Stoner-Wohlfarth [90] idealizado na figura (10). As curvas de remanência em função do ângulo de campo aplicado estão nas figuras (25b), (26b) e (27b). Para uma melhor visualização de ambos os tipos de gráficos, os ângulos de campo aplicado estão apresentados em função dos eixos fáceis de anisotropia identificados conforme o modelo de Stoner-Wohlfarth referido anteriormente. Além disso, nos gráficos das remanências está também a curva prevista pelo modelo de rotação coerente de Stoner-Wohlfarth. Nos gráficos das histereses, o primeiro ângulo em cada legenda é o ângulo entre o eixo de referência e o eixo fácil.

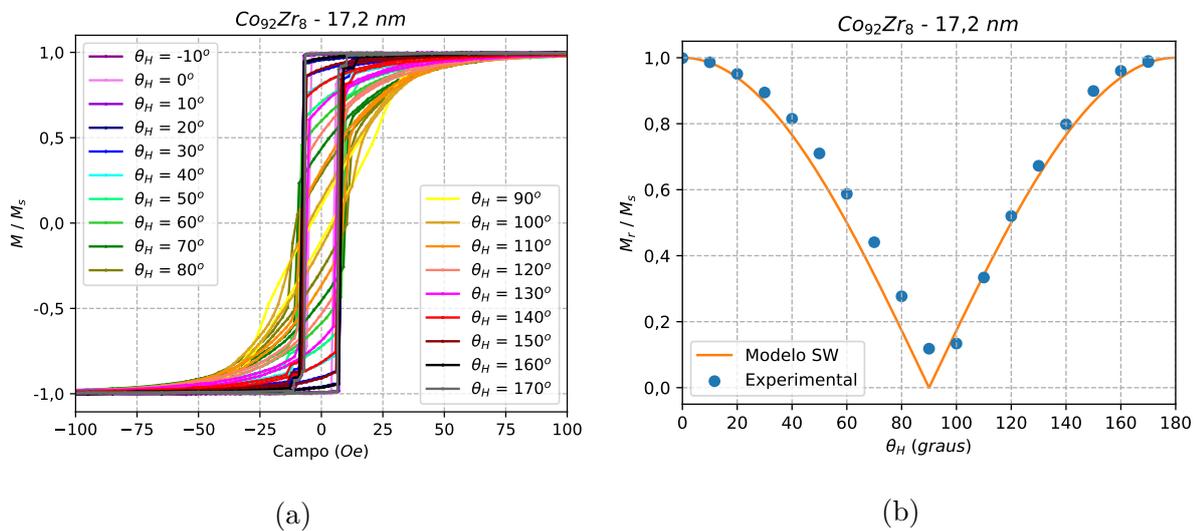


Figura 25 – Curvas de magnetização e remanência para o filme de 17,2 nm e 8% de Zr. O eixo de referência do filme faz um ângulo de 10° com o eixo fácil.

As curvas de magnetização obtidas para as amostras da série de $Co_{96}Zr_4$ estão nas figuras (28a), (29a) e (30a), enquanto as curvas de remanência em função do ângulo de campo aplicado estão nas figuras (28b), (29b) e (30b). Novamente é possível notar uma tendência uniaxial nas amostras, porém nas amostras de 44,0 nm e 87,2 nm é possível notar um comportamento inesperado da remanência nas histereses do eixo duro, caracterizado por um aumento da remanência nessa direção. Esse comportamento foi causado por um fenômeno chamado de colapso do eixo duro, que pode ser associado à dispersão anisotrópica, à desordem cristalográfica e efeitos de interação [91, 92, 93].

Para obtermos a magnetização de saturação volumétrica das amostras a partir das curvas de magnetização é necessário conhecermos o volume das amostras medidas. Para estimarmos o volume das amostras foram utilizadas as espessuras obtidas por XRR na seção 3.4. Já as áreas das amostras foram estimadas utilizando um software de processamento de imagens chamado *ImageJ* [94, 95]. Com o volume estimado obtido e o momento magnético

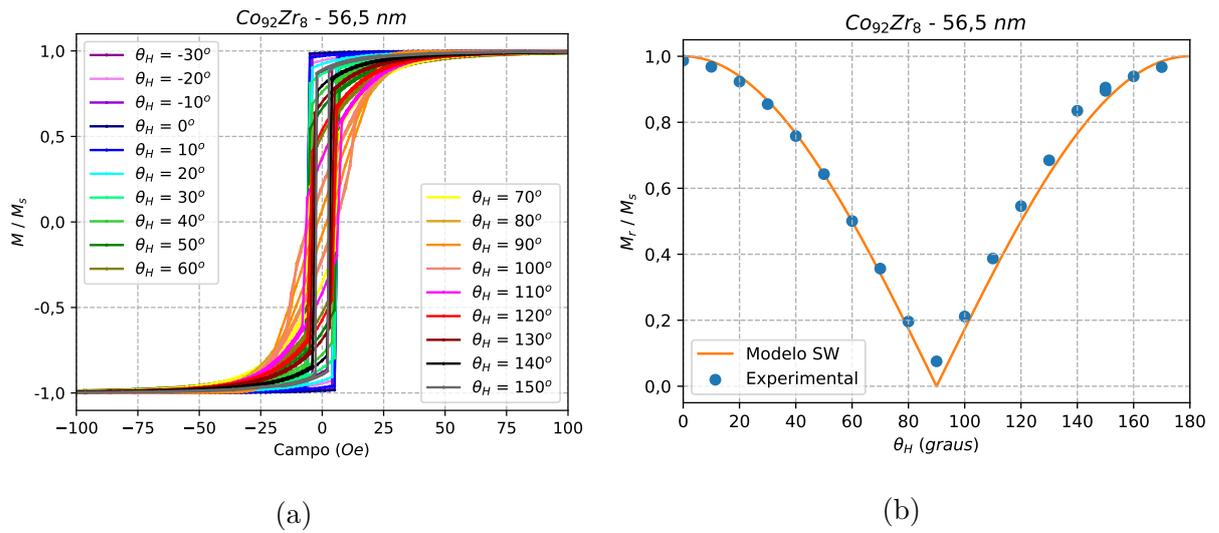


Figura 26 – Curvas de magnetização e remanência para o filme de 56,5 nm e 8% de Zr. O eixo de referência do filme faz um ângulo de 30° com o eixo fácil.

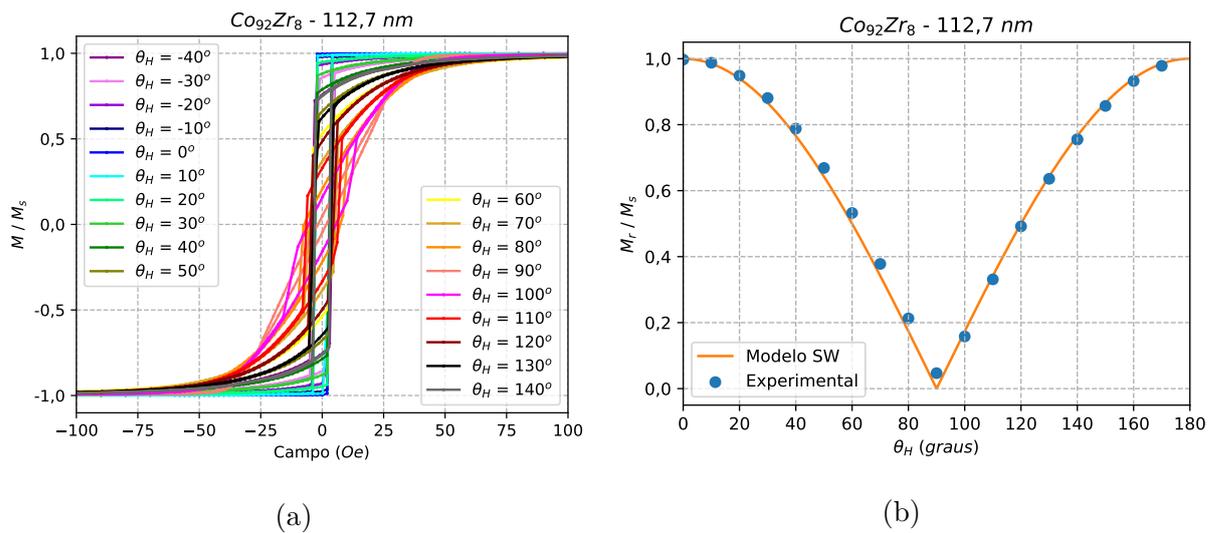


Figura 27 – Curvas de magnetização e remanência para o filme de 112,7 nm e 8% de Zr. O eixo de referência do filme faz um ângulo de 40° com o eixo fácil.

de saturação (em emu) obtido a partir das histereses, obtivemos os seguintes resultados:

- Para a série com 8% de Zr foi obtido $M_s = 1140,03 \text{ emu/cm}^3$, valor similar a resultados obtidos na literatura [36, 96];
- Para a série com 4% de Zr foi obtido $M_s = 1563,39 \text{ emu/cm}^3$, porém esse valor é maior do que a magnetização de saturação do cobalto puro ($\approx 1400 \text{ emu/cm}^3$) e não está de acordo com o esperado para um filme de CoZr . Essa inconsistência sugere que deve ter ocorrido algum erro na estimativa do volume das amostras, ou na estimativa da área do plano do filme ou na espessura obtida por XRR.

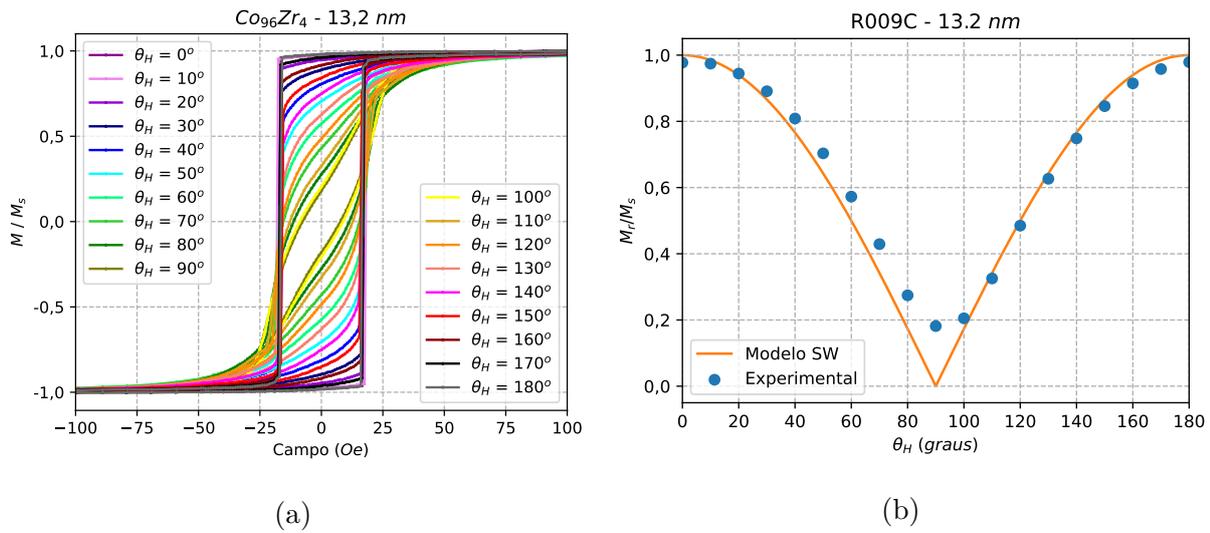


Figura 28 – Curvas de magnetização e remanência para o filme de 13,2 nm e 4% de Zr. O eixo de referência do filme aparenta estar paralelo ao eixo fácil.

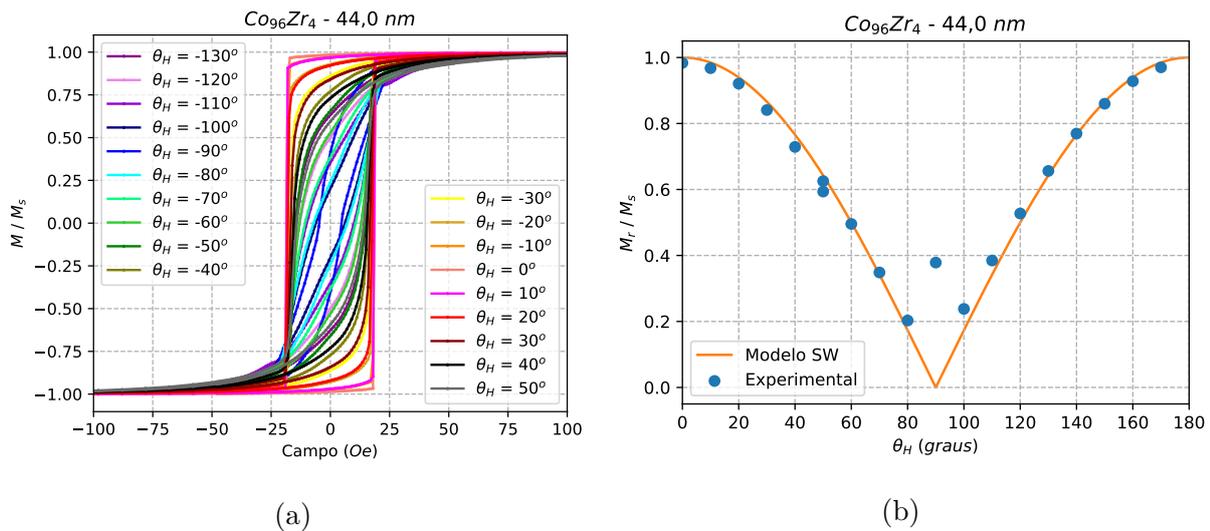


Figura 29 – Curvas de magnetização e remanência para o filme de 44,0 nm e 4% de Zr. O eixo de referência do filme faz um ângulo de 50° com o eixo fácil.

Na tabela (2) estão agregados todos os resultados relevantes obtidos da caracterização estática de ambas as séries de amostras: valores da magnetização de saturação e ângulos entre os eixos de referência e os eixos fáceis das amostras. Também está incluso um valor de campo suficiente para que o filme pareça estar saturado quando o campo é aplicado na direção do eixo de referência. Esse valor de campo será necessário para análises que serão feitas na seção 4.2. Para as amostras de 17,2 nm com 8% de Zr e 13,2 nm com 4% de Zr são dados um limite inferior e um superior de campo em que a amostra está saturada. Esse intervalo é necessário porque para valores de campo maiores passa a dominar a contribuição diamagnética do substrato nas medidas, o que poderia comprometer a correta estimativa de campo de saturação.

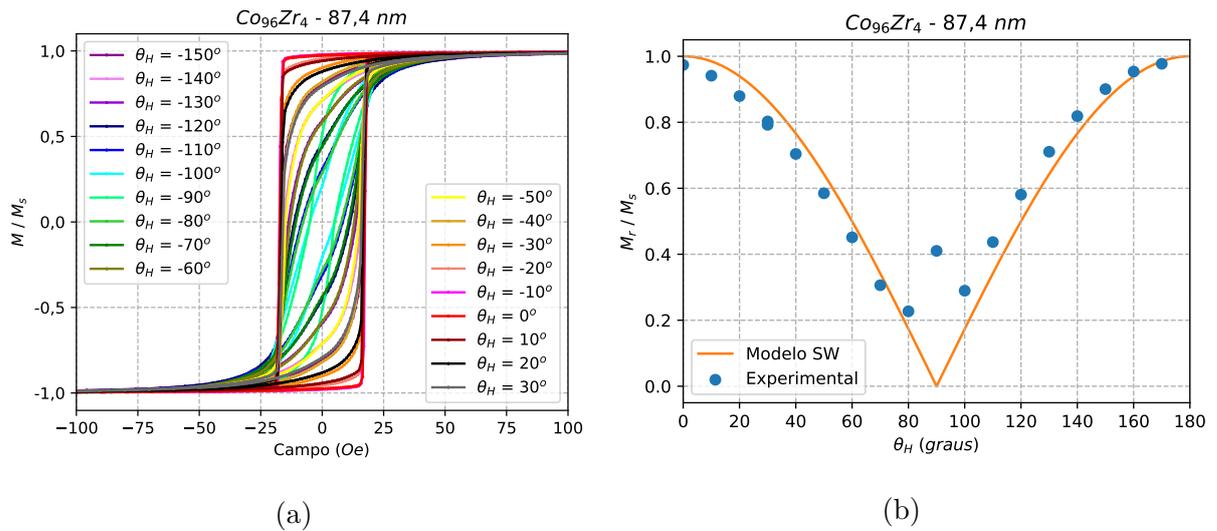


Figura 30 – Curvas de magnetização e remanência para o filme de 87,4 nm e 4% de Zr. O eixo de referência do filme faz um ângulo de 30° com o eixo fácil.

Tabela 2 – Resultados obtidos a partir das curvas de magnetização: θ_{ref} é o ângulo entre o eixo de referência e o eixo fácil de cada amostra; M_s obtido estimando o volume das amostras; H_s^{ref} é um valor ou intervalo de campo aplicado na direção do eixo de referência em que o filme pode ser considerado saturado.

Série	Espessura (nm)	θ_{ref} ($^\circ$)	M_s (emu/cm ³)	H_s^{ref} (Oe)
$Co_{96}Zr_4$	13,2	0		(90, 290)
	44,0	50	1563,39	175
	87,4	30		200
$Co_{92}Zr_8$	17,2	10		(70, 130)
	56,5	30	1140,03	170
	112,7	40		180

4.1.2 Potência absorvida

Ao utilizarmos o arranjo experimental ilustrado na figura (13) e aplicando o método de medição e análise descrito na subseção 2.2.2, é possível obter os espectros de potência absorvida em escala de cores para todos os filmes analisados. As medidas foram feitas para 1000 valores de frequência entre 10 MHz e 8 GHz, ou seja, aproximadamente a cada 7,99 MHz. Já o campo estático foi variado entre ± 300 Oe com passo de 1,5 Oe. Novamente, todas as medidas foram realizadas com campo estático aplicado na direção do eixo de referência; portanto, o ângulo entre o eixo fácil e o campo aplicado para cada amostra é o ângulo indicado na tabela (2).

Foi utilizado como porta-amostras uma cavidade similar à exemplificada na figura (13), com dimensões internas de 18 mm \times 18 mm \times 4 mm e capacidade de propagação de modo transversal de radiação eletromagnética (modo TEM). Nesta cavidade, a amostra é posicionada sob o condutor, com o filme virado para cima e sem fazer contato com o

condutor.

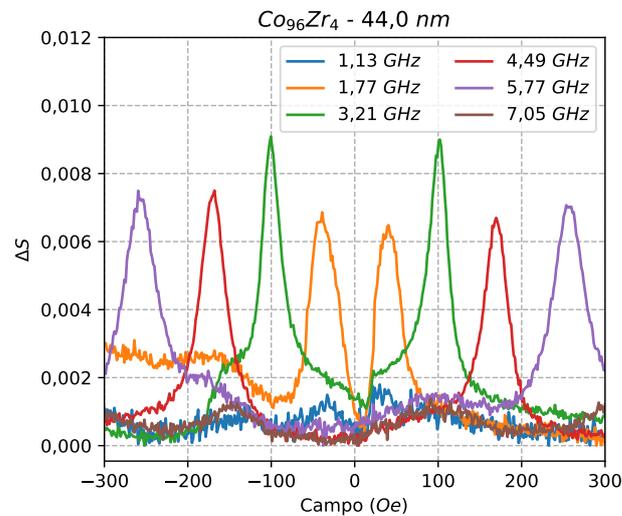


Figura 31 – Curvas ΔS de absorção para diferentes valores de frequências. As posições em campo dos máximos das lorentzianas são os valores de campo de ressonância para cada frequência.

Para valores fixos de frequências, o gráfico de ΔS , obtido com a equação (2.11), em função do campo aplicado apresenta duas lorentzianas em valores simétricos de campo quando há ressonância, como pode ser visto na figura (31). A posição em campo desses picos de absorção de energia eletromagnética para cada frequência em que eles ocorrem resulta na relação de dispersão do espectro de ressonância.

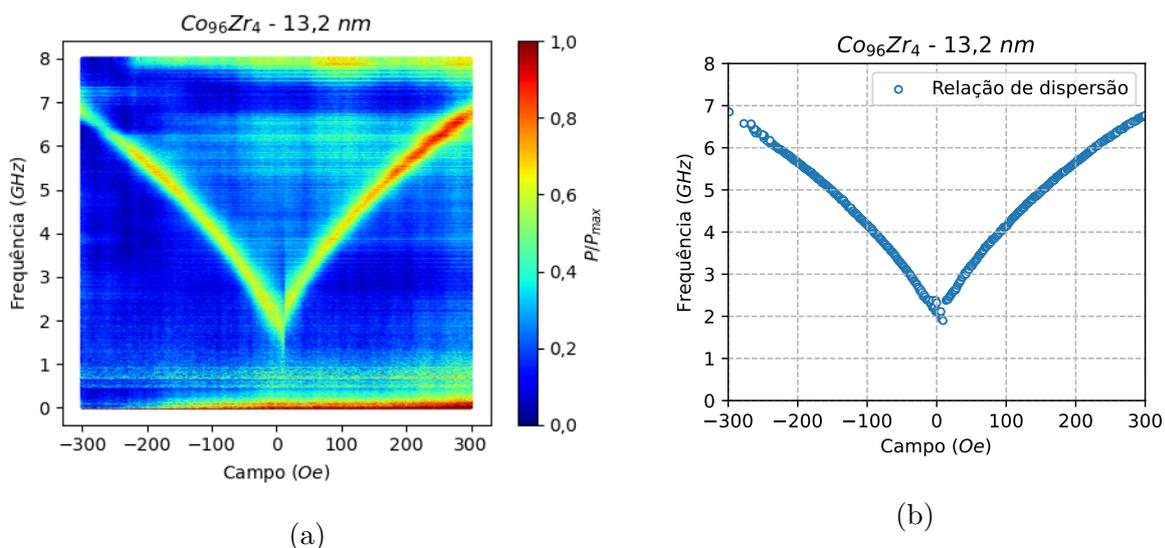


Figura 32 – Espectro de potência absorvida e relação de dispersão de ressonância para a amostra de 13,2 nm e 4% de Zr. O espectro apresentou bastante ruído de fundo, mas foi possível obter a dispersão com boa clareza.

Os espectros de potência absorvida para os filmes com 4% de Zr estão nas figuras (32a), (33a) e (34a). As medidas das amostras de 13,2 nm e 87,4 nm de espessura

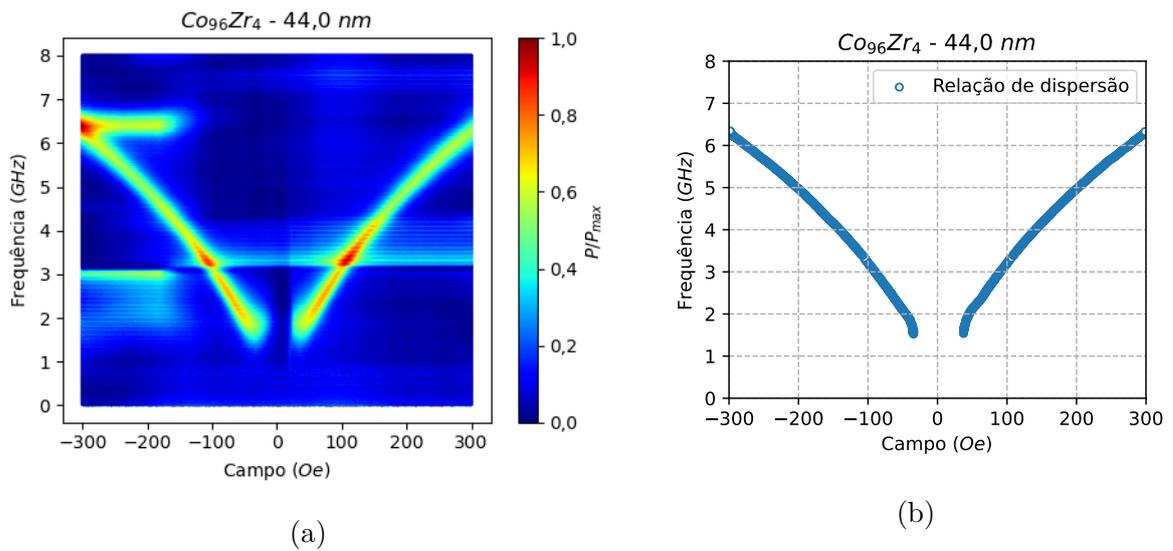


Figura 33 – Espectro de potência absorvida e relação de dispersão de ressonância para a amostra de 44,0 nm e 4% de Zr. Há uma descontinuidade próximo a 3 GHz, mas não prejudicou a obtenção da dispersão.

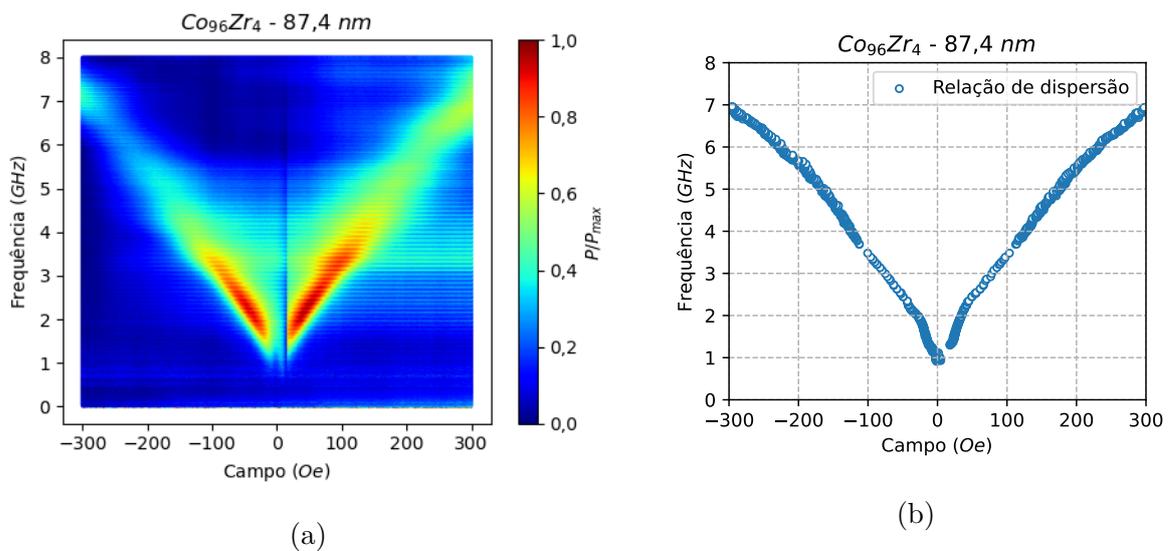


Figura 34 – Espectro de potência absorvida e relação de dispersão de ressonância para a amostra de 87,4 nm e 4% de Zr. O espectro apresentou bastante ruído de fundo e uma largura de linha elevada, o que pode ter contribuído para que a relação de dispersão obtida ficasse distorcida.

apresentaram bastante ruído de fundo, enquanto a amostra de 44,0 nm apresentou uma descontinuidade ao redor da frequência de 3 GHz e um pico de absorção para alguns valores de campo em aproximadamente 6,5 GHz. Apesar disso, em todas as amostras foi possível observar claramente as curvas características de FMR. Utilizando o método descrito anteriormente, foi possível obter as relações de dispersão de ressonância, onde apenas a curva para o filme de 87,4 nm apresentou algumas deformações, possivelmente devido ao ruído observado no espectro de cores. As curvas de dispersão estão das figuras

(32b), (33b) e (34b).

Os espectros obtidos para os filmes com 8% de Zr podem ser vistos nas figuras (35a), (36a) e (37a). Embora a medida para o filme mais fino, de $17,2\text{ nm}$, tenha apresentado um alto ruído de fundo e a medida para o filme de $112,7\text{ nm}$ tenha apresentado um pico anormal para praticamente todos os valores de campo estático ao redor de $2,55\text{ GHz}$, novamente os filmes apresentaram claro comportamento ressonante. As relações de dispersão, apresentadas nas figuras (35b), (36b) e (37b), foram obtidas a partir dos máximos de absorção e estão bem definidas para ajustes que serão feitos na seção 4.2.

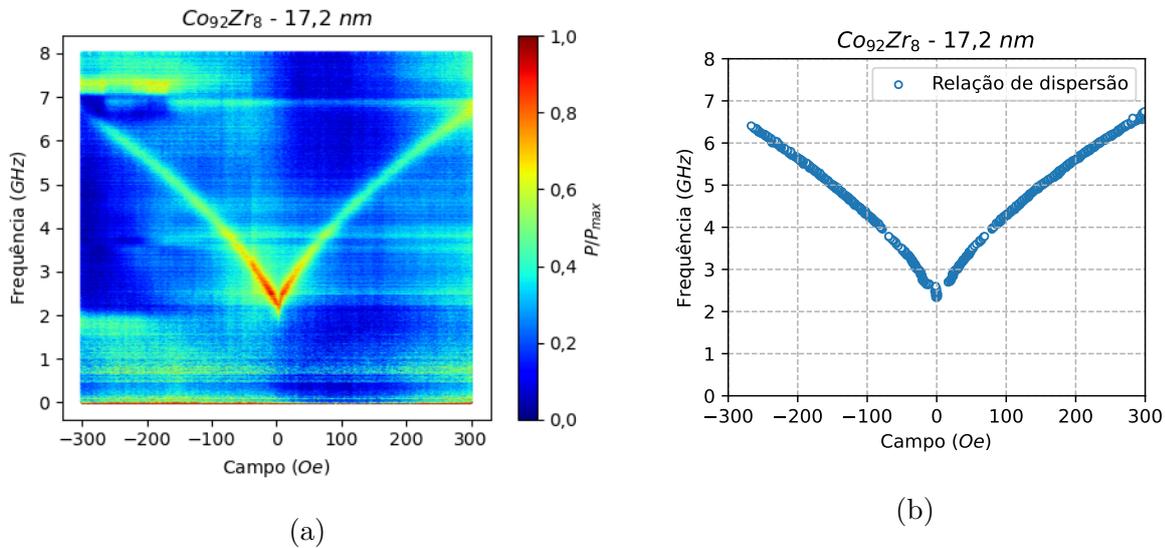


Figura 35 – Espectro de potência absorvida e relação de dispersão de ressonância para a amostra de $17,2\text{ nm}$ e 8% de Zr . O espectro apresentou bastante ruído de fundo, mas foi possível obter uma boa dispersão, especialmente para alto campo.

4.1.3 Permeabilidade efetiva

Com o arranjo da figura (15) e o método descrito na seção 2.2.3, podemos utilizar a equação (2.19) para obter a permeabilidade efetiva complexa dos filmes. Assim como no método de potência absorvida descrito na subseção anterior, as medidas foram feitas para 1000 valores de frequências entre 10 MHz e 8 GHz . O campo estático também foi aplicado no mesmo intervalo de $\pm 300\text{ Oe}$ e com mesmo passo de variação de $1,5\text{ Oe}$. Por fim, mais uma vez as medidas foram feitas com campo estático aplicado paralelo aos eixos de referência dos filmes. O *microstrip* terminado em curto utilizado possui comprimento $l = 6,00\text{ mm}$ e as amostras foram cortadas com comprimentos l_f entre $3,20\text{ mm}$ e $4,34\text{ mm}$.

Os espectros de permeabilidade efetiva, tanto da parte real quanto da parte imaginária, dos filmes com 4% de Zr estão nas figuras em (38) e os espectros dos filmes com 8% de Zr estão nas figuras em (39). Para melhorar a visualização da ressonância na parte imaginária dos espectros foi feita uma normalização da permeabilidade para cada

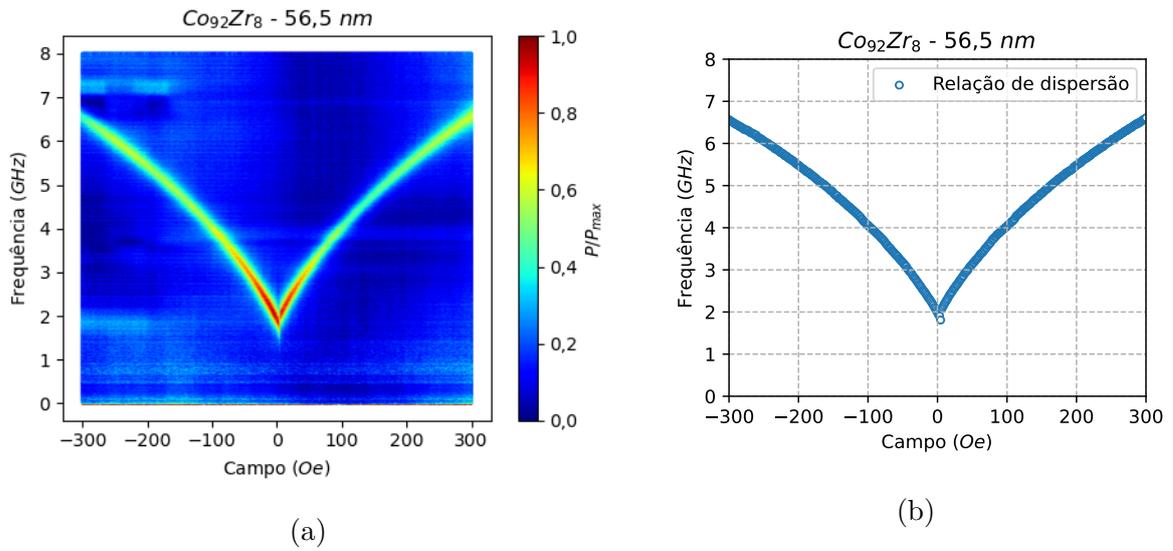


Figura 36 – Espectro de potência absorvida e relação de dispersão de ressonância para a amostra de 56,5 nm e 8% de Zr.

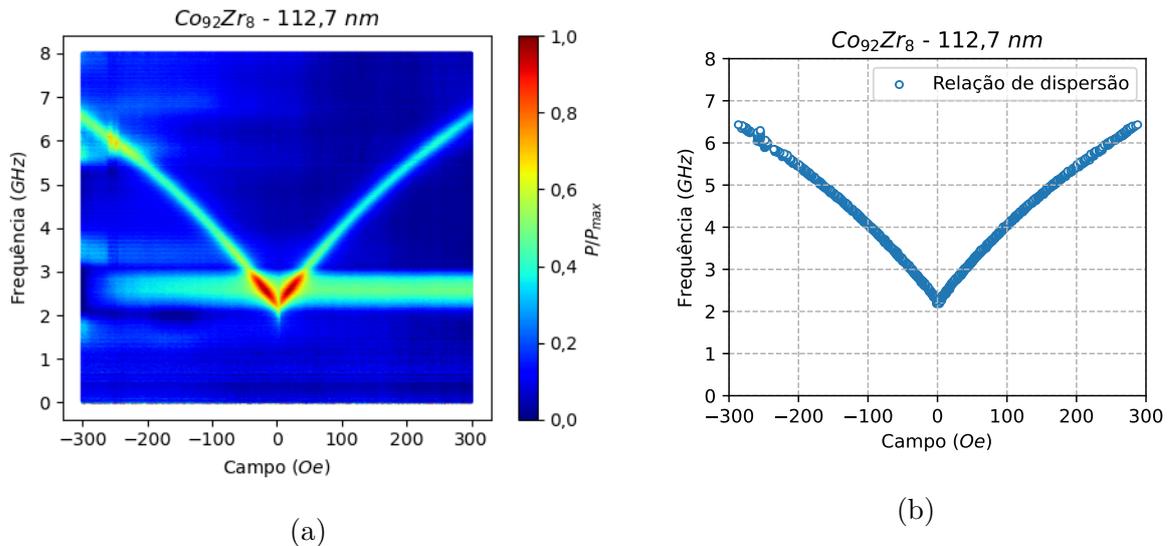


Figura 37 – Espectro de potência absorvida e relação de dispersão de ressonância para a amostra de 112,7 nm e 8% de Zr. O espectro apresentou um pico para quase todo o intervalo de campo estático aplicado ao redor de 2,55 GHz, mas isso não prejudicou a obtenção da dispersão.

valor de frequência; ou seja, $\mu''_{eff}/Max(\mu''_{eff})$ é a parte imaginária da permeabilidade para uma dada frequência e campo dividida pelo maior valor na mesma frequência.

Todos os espectros apresentaram uma descontinuidade próxima a 3 GHz e outra próxima a 5,52 GHz. Como ambas as descontinuidades ocorreram nas medidas de todos os filmes podemos atribuir suas ocorrências ao porta amostras utilizado.

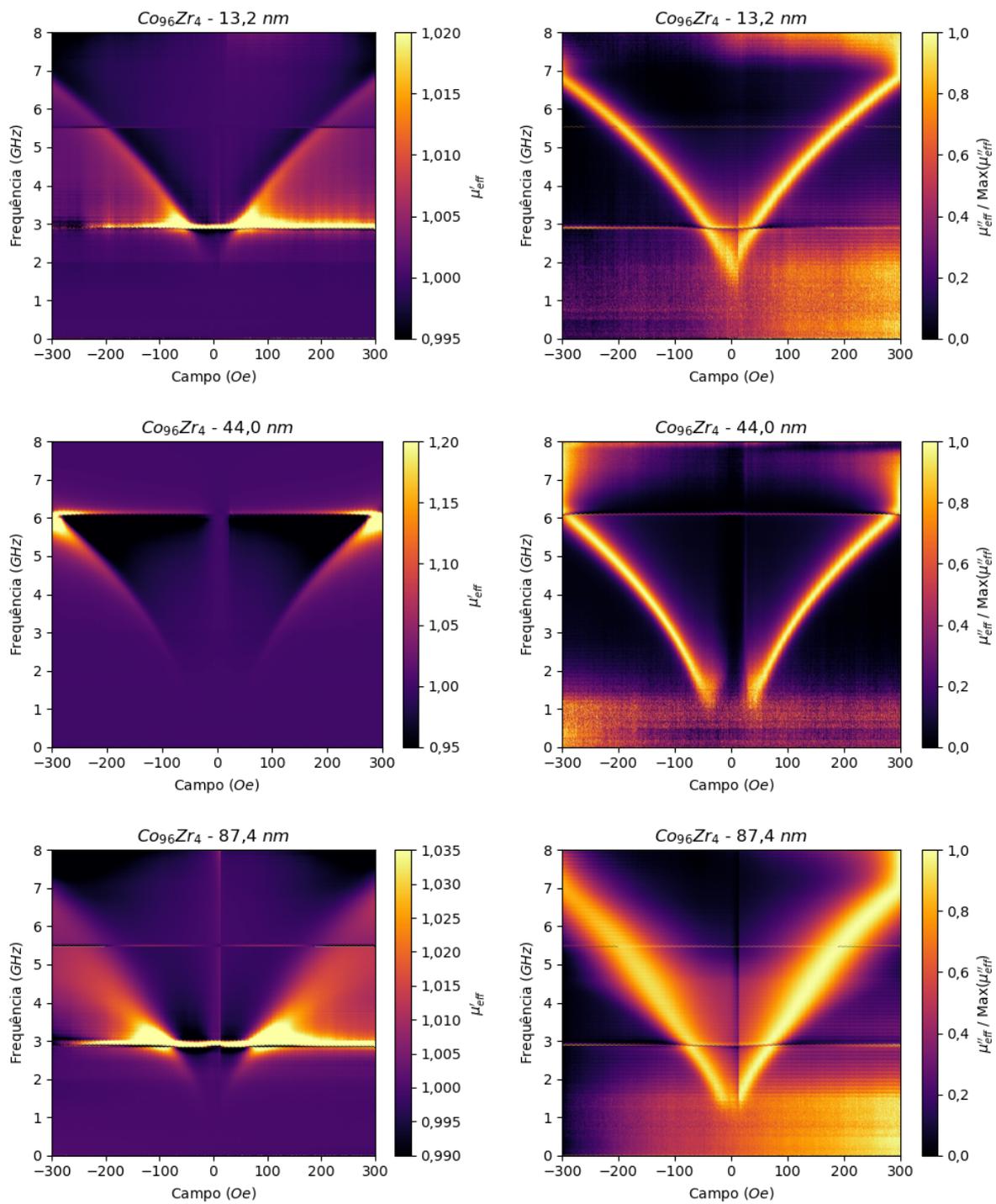


Figura 38 – À esquerda estão espectros da parte real e à direita os espectros da parte imaginária da permeabilidade efetiva das amostras com 4% de Zr .

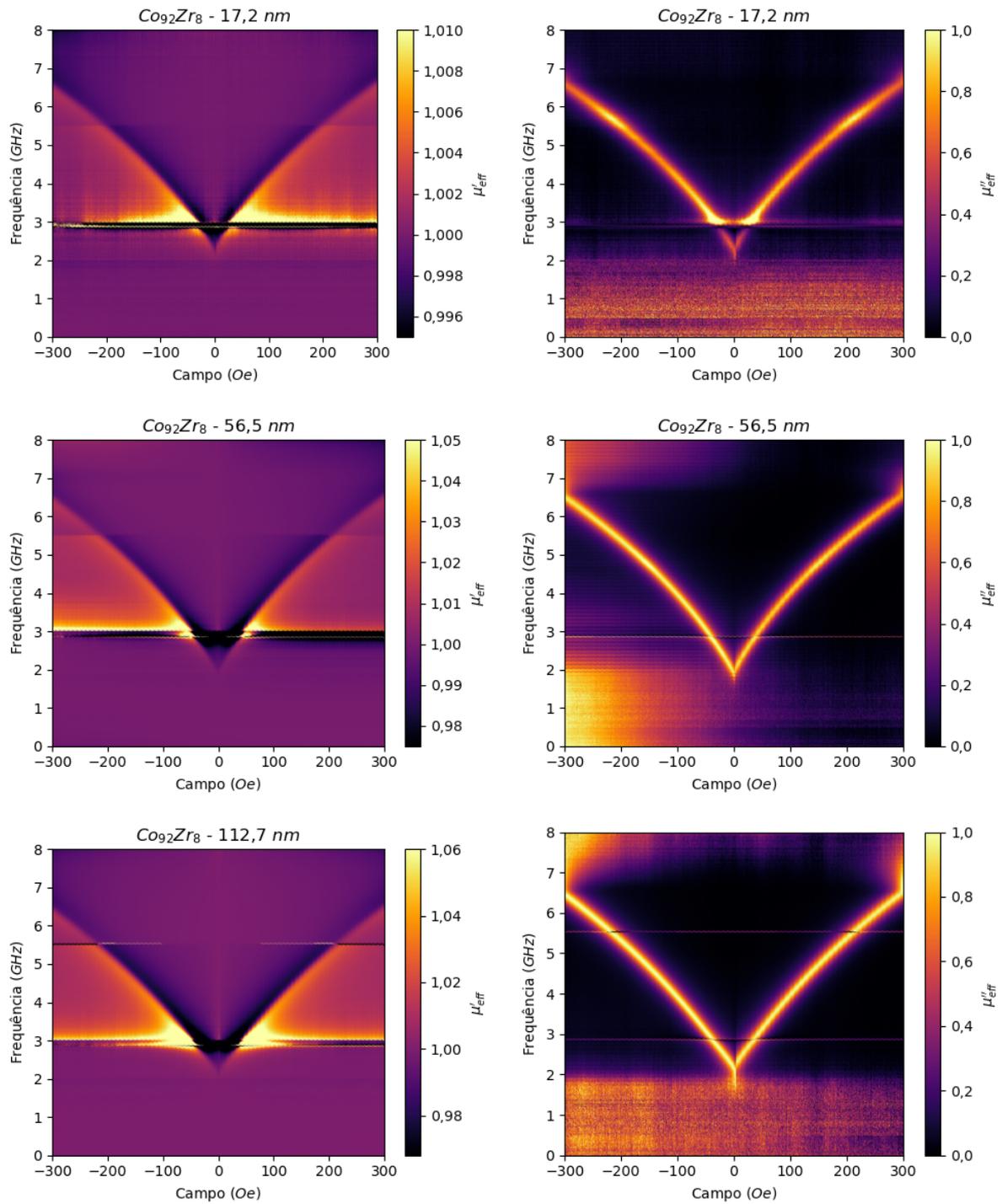


Figura 39 – À esquerda estão espectros da parte real e à direita os espectros da parte imaginária da permeabilidade efetiva das amostras com 8% de Zr.

A figura (40a) mostra as lorentzianas (que caracterizam a ocorrência de FMR) na parte imaginária de μ_{eff} em função do campo para alguns valores de frequência. Assim como visto na seção 1.7 e ilustrado na figura (9), podemos obter a relação de dispersão de ressonância a partir da posição em campo do máximo da parte imaginária de μ_{eff} para cada frequência. As dispersões obtidas para os filmes com 4% de Zr estão nas figuras

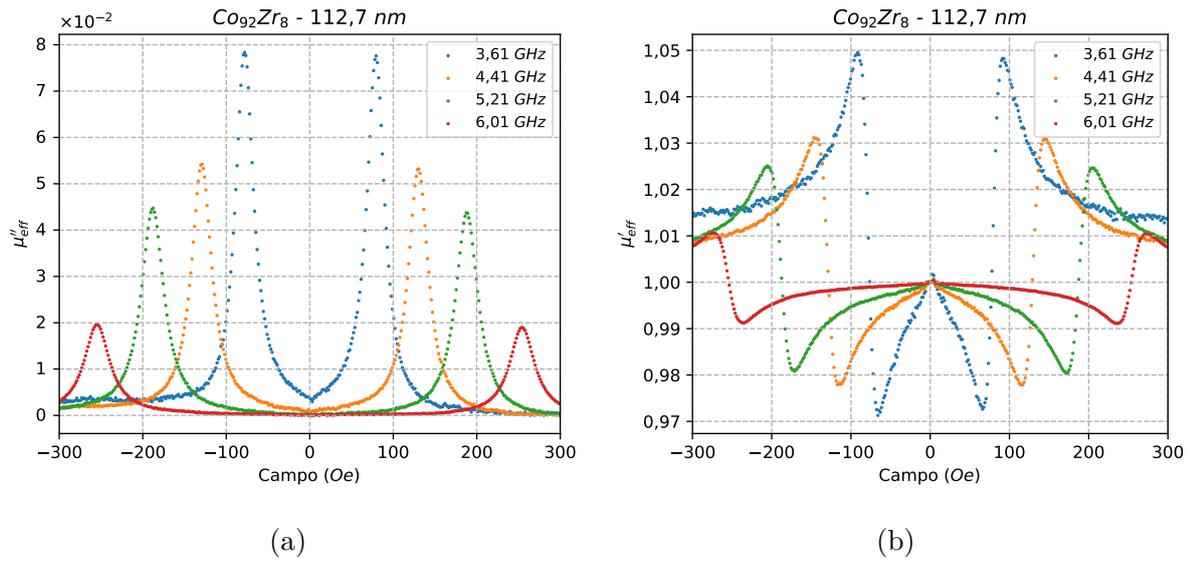


Figura 40 – (a) Curvas da parte imaginária e (b) da parte real da permeabilidade efetiva em função do campo estático para diferentes frequências.

(41a), (42a) e (43a), enquanto para os filmes com 8% de Zr estão nas figuras (44b), (45b) e (46b). Como pode ser visto nas figuras, esse método apresentou alguns problemas nas dispersões obtidas, como a ocorrência de algumas discontinuidades e não ser possível obter a dispersão para valores de campo próximos aos limites experimentais (± 300 Oe) devido aos critérios de análise de dados necessários para filtrar ruídos. Por esse motivo, serão utilizadas as dispersões obtidas pelo método de potência absorvida para as análises que serão feitas na seção 4.2.

Como as partes real e imaginária da permeabilidade efetiva possuem uma relação de Kramers-Kronig [97], a parte real da permeabilidade lembra a derivada de uma lorentziana para a região de campo em que ela ocorre. De fato, a distância em campo entre as cristas e os vales, que pode ser observada na figura (40b), para cada frequência é equivalente à largura a meia altura em campo da lorentziana da parte imaginária. Portanto, podemos obter a largura de linha de ressonância para cada frequência a partir da parte real de μ_{eff} ao obtermos as distâncias entre as cristas e os vales. As larguras de linhas obtidas para os filmes com 4% de Zr estão nas figuras (41b), (42b) e (43b), enquanto as larguras para os filmes com 8% de Zr estão nas figuras (44b), (45b) e (46b). As larguras obtidas para valores de campo positivo foram separadas das obtidas para campo negativo para maior clareza nessas figuras, mas nas análises da seção 4.2 ambos os resultados serão mesclados.

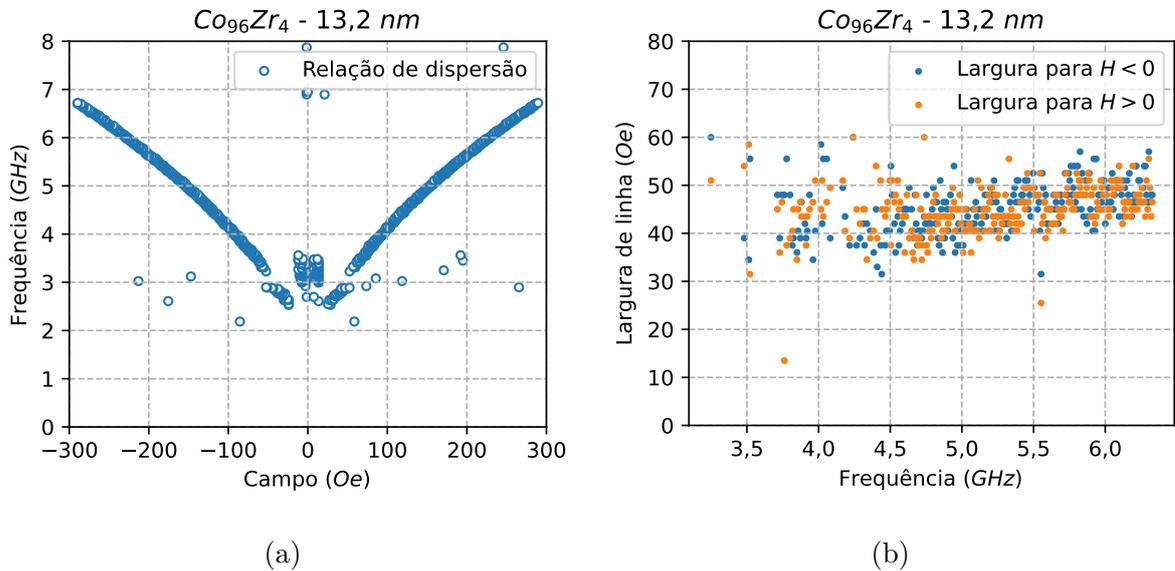


Figura 41 – (a) Relação de dispersão obtida a partir de μ''_{eff} e (b) largura de linha em campo obtida a partir de μ'_{eff} para o filme de 13,2 nm e 4% de Zr.

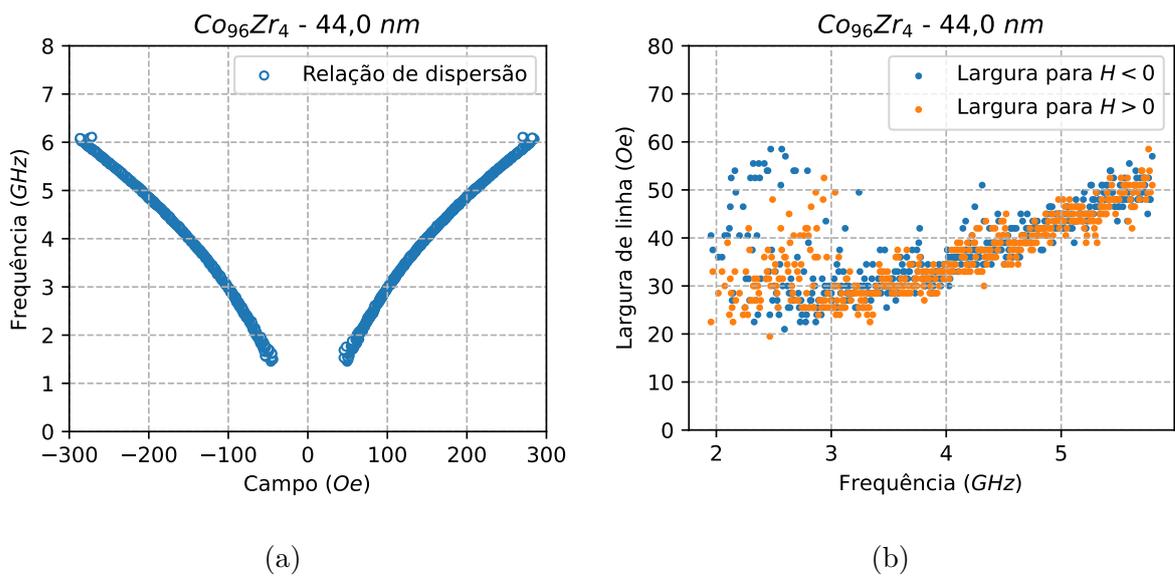


Figura 42 – (a) Relação de dispersão obtida a partir de μ''_{eff} e (b) largura de linha em campo obtida a partir de μ'_{eff} para o filme de 44,0 nm e 4% de Zr.

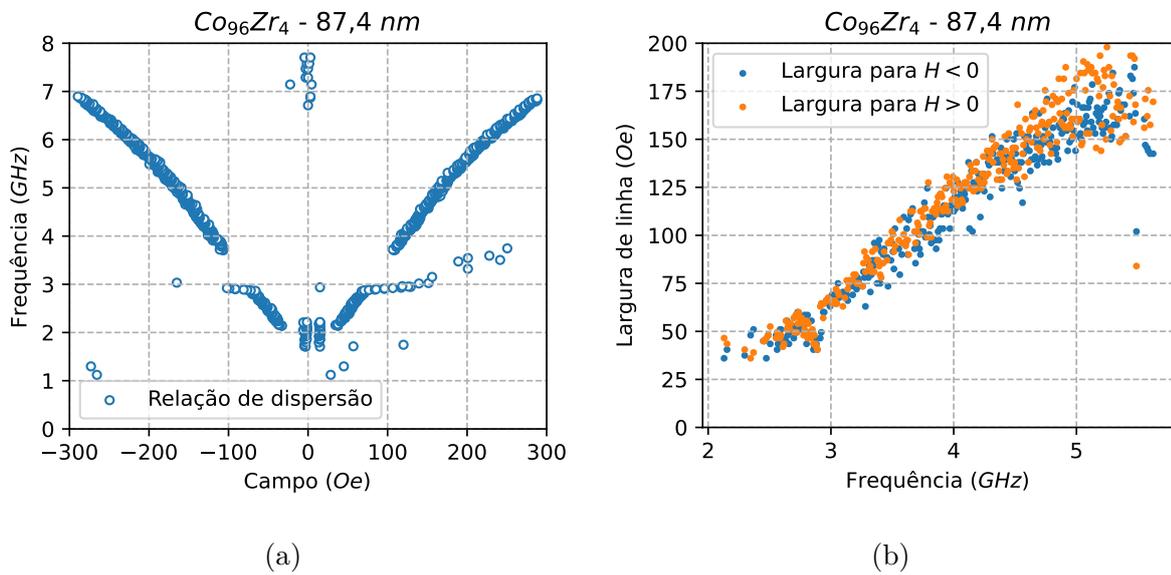


Figura 43 – (a) Relação de dispersão obtida a partir de μ''_{eff} e (b) largura de linha em campo obtida a partir de μ'_{eff} para o filme de 87,4 nm e 4% de Zr.

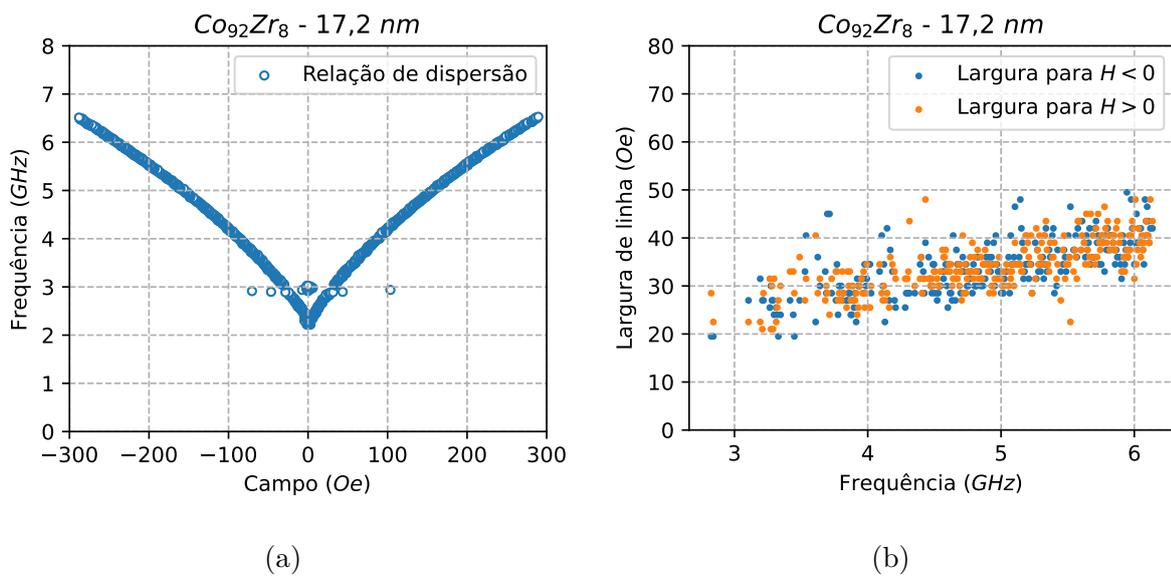


Figura 44 – (a) Relação de dispersão obtida a partir de μ''_{eff} e (b) largura de linha em campo obtida a partir de μ'_{eff} para o filme de 17,2 nm e 8% de Zr.

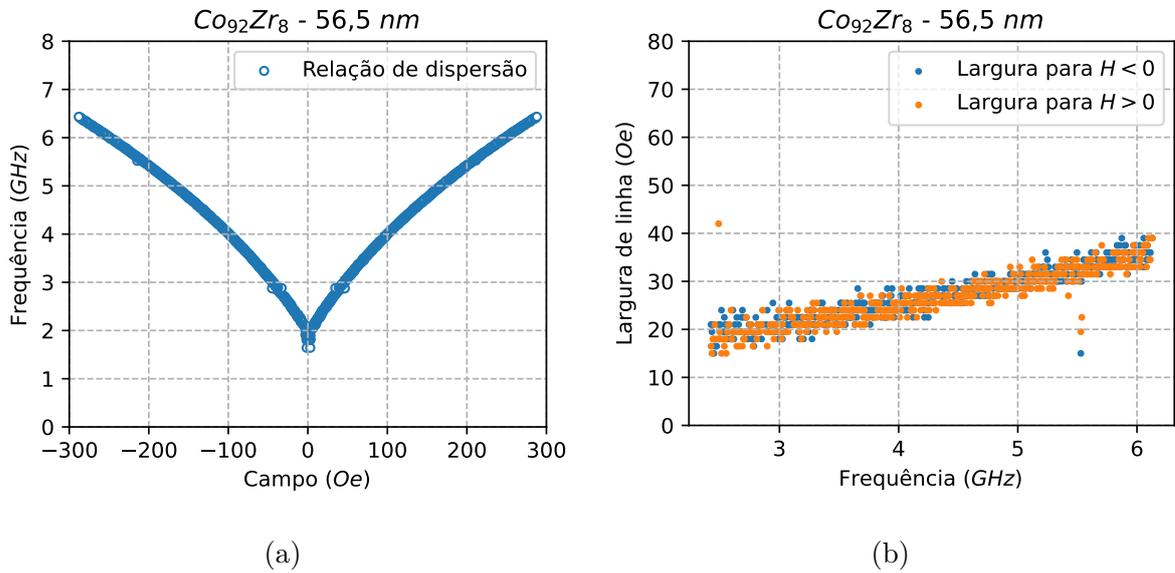


Figura 45 – (a) Relação de dispersão obtida a partir de μ''_{eff} e (b) largura de linha em campo obtida a partir de μ'_{eff} para o filme de 56,5 nm e 8% de Zr.

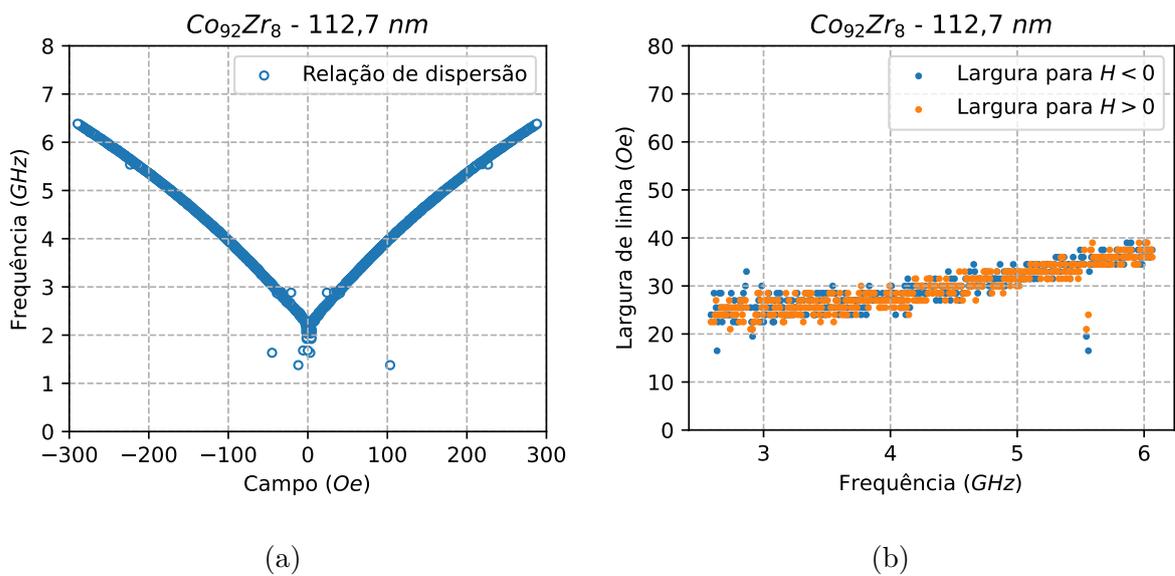


Figura 46 – (a) Relação de dispersão obtida a partir de μ''_{eff} e (b) largura de linha em campo obtida a partir de μ'_{eff} para o filme de 112,7 nm e 8% de Zr.

4.2 Caracterizações e simulações

Nesta seção será feita uma análise dos dados obtidos na seção anterior. Com os resultados obtidos nessas análises serão feitas simulações micromagnéticas de FMR para que uma comparação com os resultados experimentais possa ser feita, verificando-se a precisão dos valores estimados.

As análises desta seção foram todas feitas utilizando softwares desenvolvidos em Python e suas bibliotecas, que incluem diversas funções de tratamento de dados e análises matemáticas.

4.2.1 Parâmetro de amortecimento

A largura de linha homogênea, dada pela equação (1.17), para campo aplicado no plano do filme pode ser escrita como [52]:

$$\Delta H_{hom} = \frac{4\pi}{\gamma} \frac{\alpha}{\cos(\theta_0 - \theta_H)} f_{res}, \quad (4.1)$$

onde $\gamma = 1,760859770 \times 10^7 \text{ s}^{-1}G^{-1}$ é a razão giromagnética do elétron, f_{res} é a frequência de ressonância, α é o parâmetro de amortecimento, θ_0 e θ_H são, respectivamente, o ângulo de equilíbrio da magnetização e o ângulo de aplicação do campo estático em relação ao eixo fácil.

O cosseno no denominador de (4.1) gera uma dificuldade de ajustar essa equação aos dados experimentais pela necessidade de conhecer o ângulo de equilíbrio da magnetização. Essa dificuldade pode ser contornada se considerarmos apenas a largura de linha para valores de campo suficientemente altos para saturar a amostra. Quando a amostra está saturada, a magnetização estará paralela ao campo estático; portanto, $\theta_0 = \theta_H$ e $\cos(\theta_0 - \theta_H) = 1$, eliminando o cosseno da equação. Além disso, é conveniente somarmos um termo ΔH_0 à essa equação, onde atribuímos a esse termo as contribuições inhomogêneas da largura de linha. Dessa forma, podemos escrever a largura de linha para uma amostra saturada como:

$$\Delta H = \frac{4\pi\alpha}{\gamma} f_{res} + \Delta H_0. \quad (4.2)$$

Essa equação relaciona a largura de linha e a frequência de ressonância por uma reta cujo coeficiente angular é proporcional ao parâmetro de amortecimento da amostra.

Na tabela (2) estão dados valores de campo suficientemente altos para saturar cada um dos filmes na direção do eixo de referência (H_s^{ref}). Comparando H_s^{ref} nos gráficos de dispersão na subseção 4.1.2, é possível obter para quais valores de frequência cada uma das amostras está saturada durante a ressonância. Com as larguras de linha obtidas na

subsecção 4.1.3, podemos fazer um ajuste linear com os parâmetros α e ΔH_0 livres para valores de frequência em que cada um dos filmes já esteja saturado.

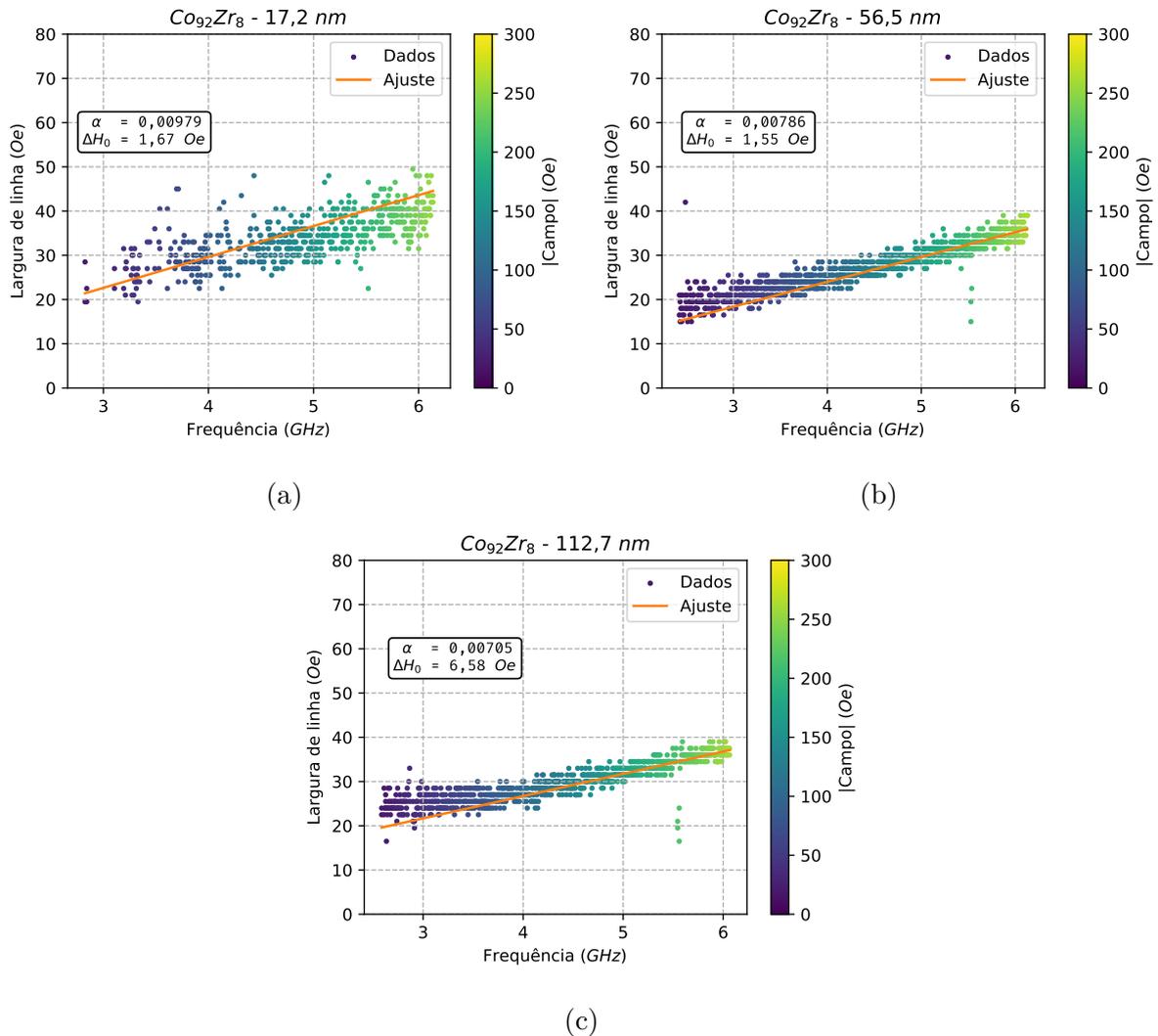


Figura 47 – Larguras de linha e ajustes lineares para as amostras com 8% de Zr.

Nas figuras (47a), (47b) e (47c) estão os ajustes e resultados obtidos para os filmes com 8% de Zr. Neles obtemos uma contribuição de alguns poucos Oe da parte inhomogênea, o que está de acordo com o que esperaríamos em um modelo de macro-spin ideal, onde teríamos $\Delta H = 0$ quando $f_{res} \rightarrow 0$ [98]. Os parâmetros de amortecimento obtidos para essa série variaram entre $\alpha = 0,00705$ e $\alpha = 0,00979$, diminuindo de valor com o aumento da espessura dos filmes.

Os ajustes nas figuras (48a) e (48b) apresentam os resultados obtidos para as amostras com 4% de Zr de 13,2 nm e de 44,0 nm de espessura. Novamente, foram obtidas contribuições pequenas de ΔH_0 , sendo 30,09 Oe o maior valor obtido até então. Os valores obtidos para o parâmetro de amortecimento foram de $\alpha = 0,00398$ e $\alpha = 0,01362$, podendo a grande diferença nos resultados ser devida à alta dispersão na largura obtida para a amostra de 13,2 nm. Não foi possível fazer o ajuste de largura de linha para a amostra

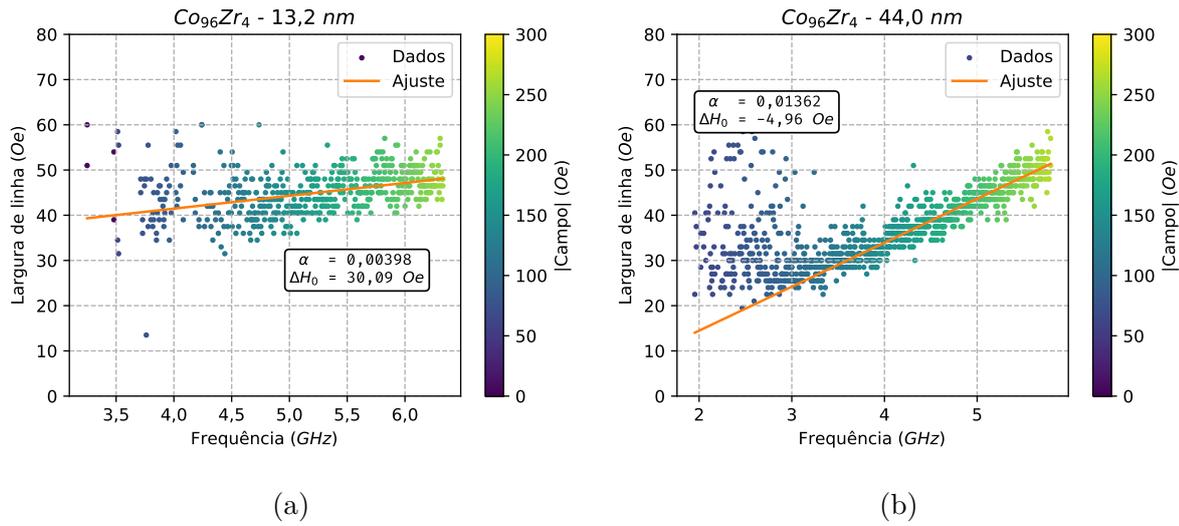


Figura 48 – Larguras de linha e ajustes lineares para as amostras com 4% de Zr .

de 87,4 nm porque não foram obtidos pontos suficientes na região de frequência em que a amostra está saturada para que o ajuste seja confiável. Isso ocorreu devido aos altos valores de largura observados na figura (43b) e à limitação de campo aplicado por nossos equipamentos.

Os resultados obtidos para o parâmetro de amortecimento α e contribuição inhomogênea ΔH_0 para ambas as séries de amostras estão expostos em conjunto na tabela (3).

Tabela 3 – Resultados obtidos a partir dos ajustes lineares da equação (4.2) às larguras de linha obtidas.

Série	Espessura (nm)	α	ΔH_0 (Oe)
$Co_{96}Zr_4$	13,2	0,00398	30,09
	44,0	0,01362	-4,96
	87,4	—	—
$Co_{92}Zr_8$	17,2	0,00979	1,67
	56,5	0,00786	1,55
	112,7	0,00705	6,58

4.2.2 Campo de anisotropia

A partir da relação de dispersão de ressonância podemos obter o campo de anisotropia H_k de amostras ao ajustarmos a dispersão obtida a um modelo teórico. Se considerarmos a anisotropia uniaxial no plano dos filmes, a anisotropia de forma e a energia de Zeeman devida a um campo estático aplicado em uma direção arbitrária no plano do filme, a relação de dispersão, dada por (1.14), pode ser escrita como [52, 99]:

$$f_{res} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{[H \cos(\theta_H - \theta_0) + 4\pi M_s + H_k \cos^2 \theta_0][H \cos(\theta_H - \theta_0) + H_k \cos 2\theta_0]}, \quad (4.3)$$

onde H é o campo estático aplicado.

Assim como em (4.1), é necessário conhecer a orientação de equilíbrio da magnetização para utilizarmos a equação (4.3). Esse problema pode novamente ser evitado ao ajustarmos essa equação apenas para valores de campo em que a amostra esteja saturada. Dessa forma, teremos $\theta_H = \theta_0 = \theta_{ref}$, já que as medidas foram feitas na direção do eixo de referência. Portanto, podemos reescrever a equação (4.3) como:

$$f_{res} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H + 4\pi M_s + H_k \cos^2 \theta_{ref})(H + H_k \cos 2\theta_{ref})}. \quad (4.4)$$

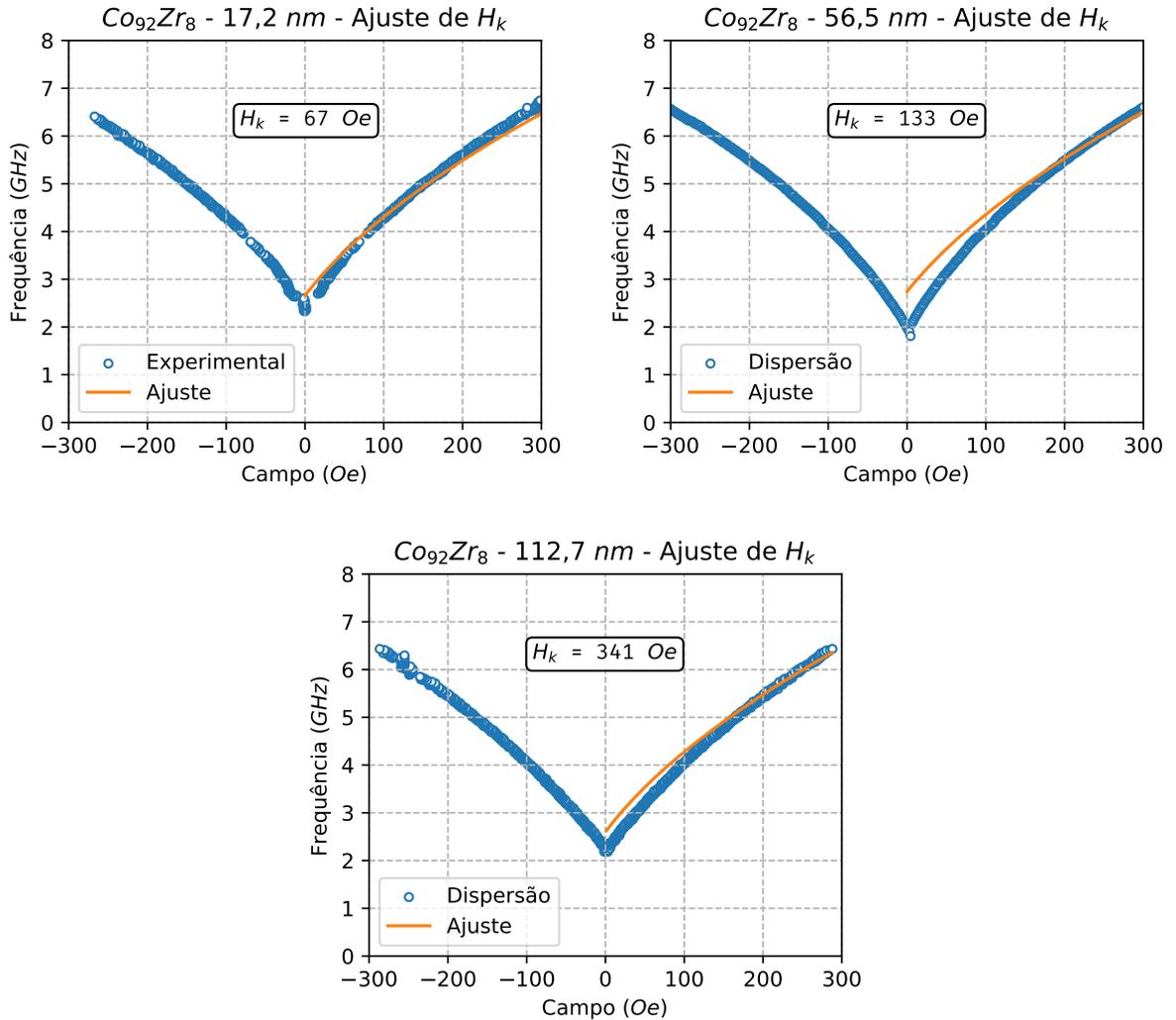


Figura 49 – Ajustes de curva às dispersões de ressonância para as amostras com 8% de Zr feitos com H_k livre.

Na tabela (2) estão contidos o ângulo θ_{ref} , o valor de M_s e os valores de campo H_s^{ref} em que cada filme está saturado. Utilizando esses dados, podemos ajustar a equação (4.4) às dispersões deixando H_k como parâmetro livre.

Os resultados obtidos para a série com 8% de Zr estão na figura (49). Os ajustes apresentaram algumas discrepâncias em relação aos resultados experimentais, principal-

mente os filmes de $56,5 \text{ nm}$ e de $112,7 \text{ nm}$, cujos campos de anisotropia ajustados ficaram muito maiores do que o esperado em comparação com as curvas de magnetização.

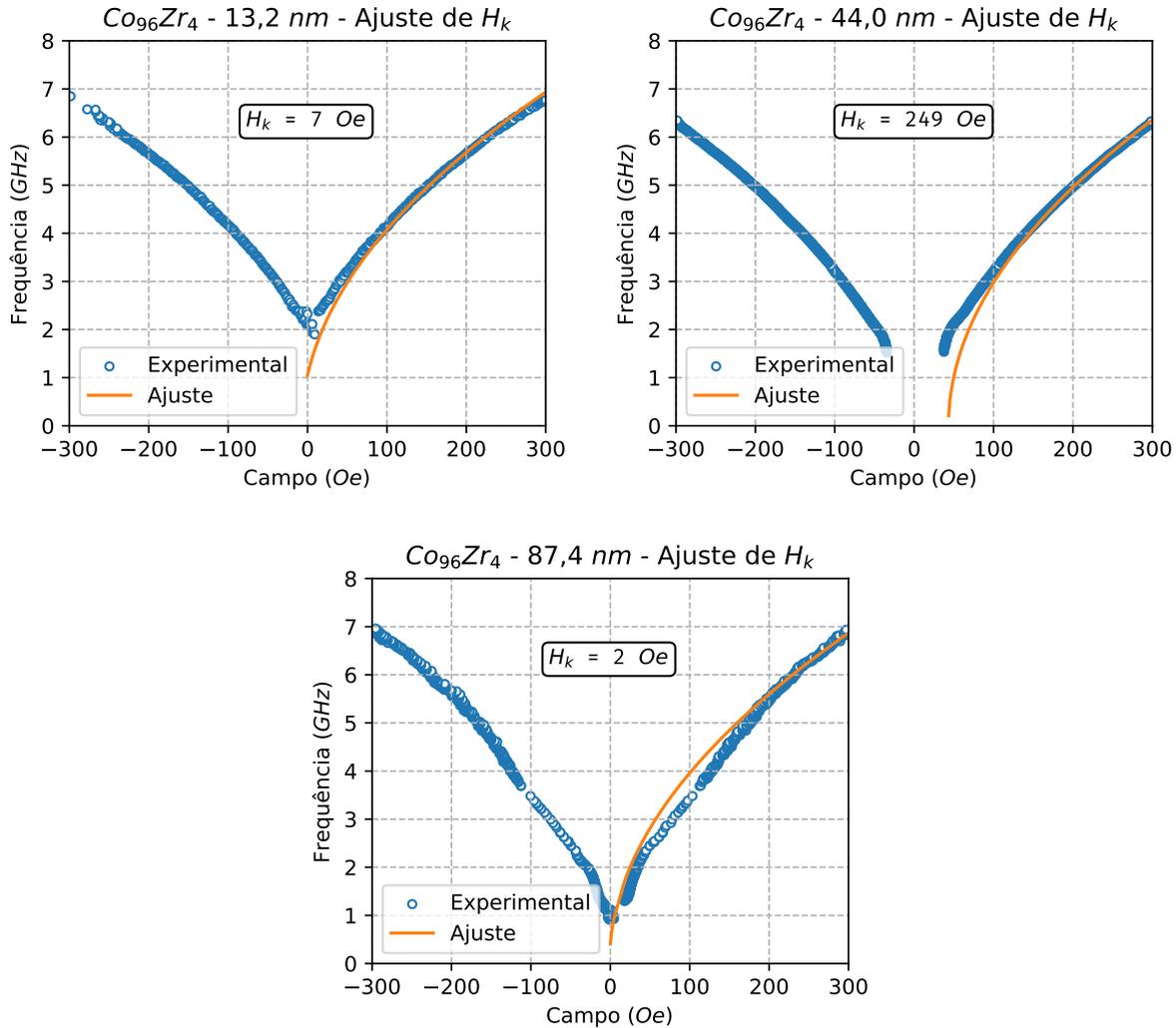


Figura 50 – Ajustes de curva às dispersões de ressonância para as amostras com 4% de Zr feitos com H_k livre.

Os resultados para as amostras com 4% de Zr estão na figura (50). Para essa série, todos os campos de anisotropia ajustados ficaram ou menores do que o esperado, caso das amostras de $13,2 \text{ nm}$ e de $87,4 \text{ nm}$, ou maiores do que o esperado, caso da amostra de $44,0 \text{ nm}$, quando comparados com o que é visto nas curvas de magnetização.

Para se tentar obter melhores resultados para H_k , os ajustes de curva foram refeitos. Porém, as curvas foram ajustadas deixando M_s e H_k como parâmetros livres. Os resultados para a série com 8% de Zr estão na figura (51) e para a série com 4% de Zr estão na figura (52). Os novos ajustes para ambas as séries estão mais de acordo com as dispersões experimentais e os valores obtidos para H_k estão mais próximos do esperado em comparação com as histereses. Porém, é preciso notar que foram obtidos novamente valores de M_s maiores do que a saturação do cobalto puro para as amostras de $13,2 \text{ nm}$ e de $87,4 \text{ nm}$.

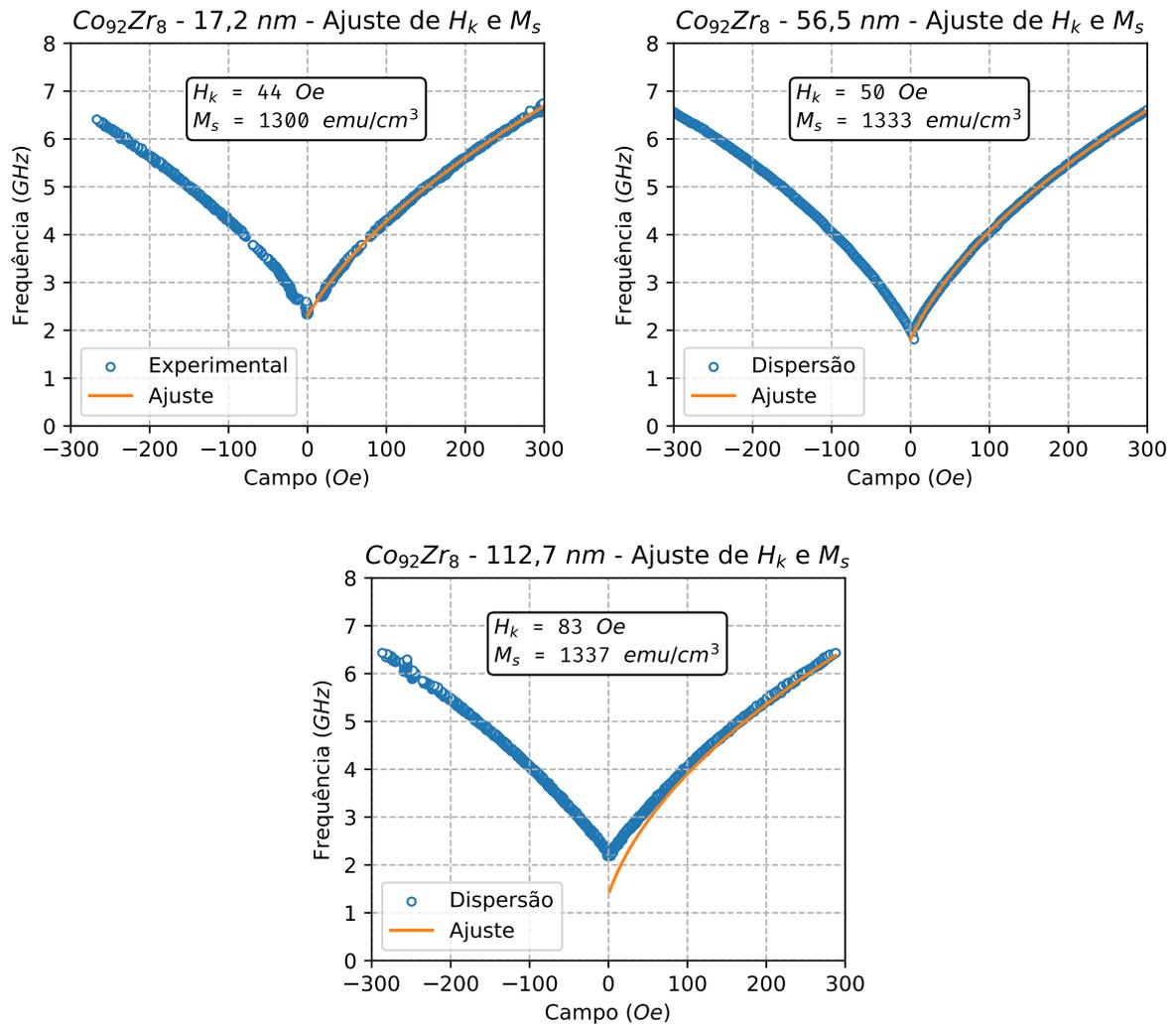


Figura 51 – Ajuste de curva às dispersões de ressonância para as amostras com 8% de Zr feitos com H_k e M_s livres.

Os diferentes valores para a saturação obtidos dos ajustes com M_s livre para uma mesma série pode ser justificável pelas limitações experimentais, bem como pela falta de mais informações sobre as amostras. Dada a limitação de intensidade de campo disponível, não foi aplicado campo intenso o suficiente para que dispersões originárias de qualquer orientação se sobrepusessem, o que seria a condição ideal para fazermos os ajustes com mais precisão. Além disso, a interface entre Ti e $CoZr$ pode influenciar o valor da saturação para parte do volume dos filmes.

Todos os resultados obtidos para ambas as séries estão agrupados na tabela (4).

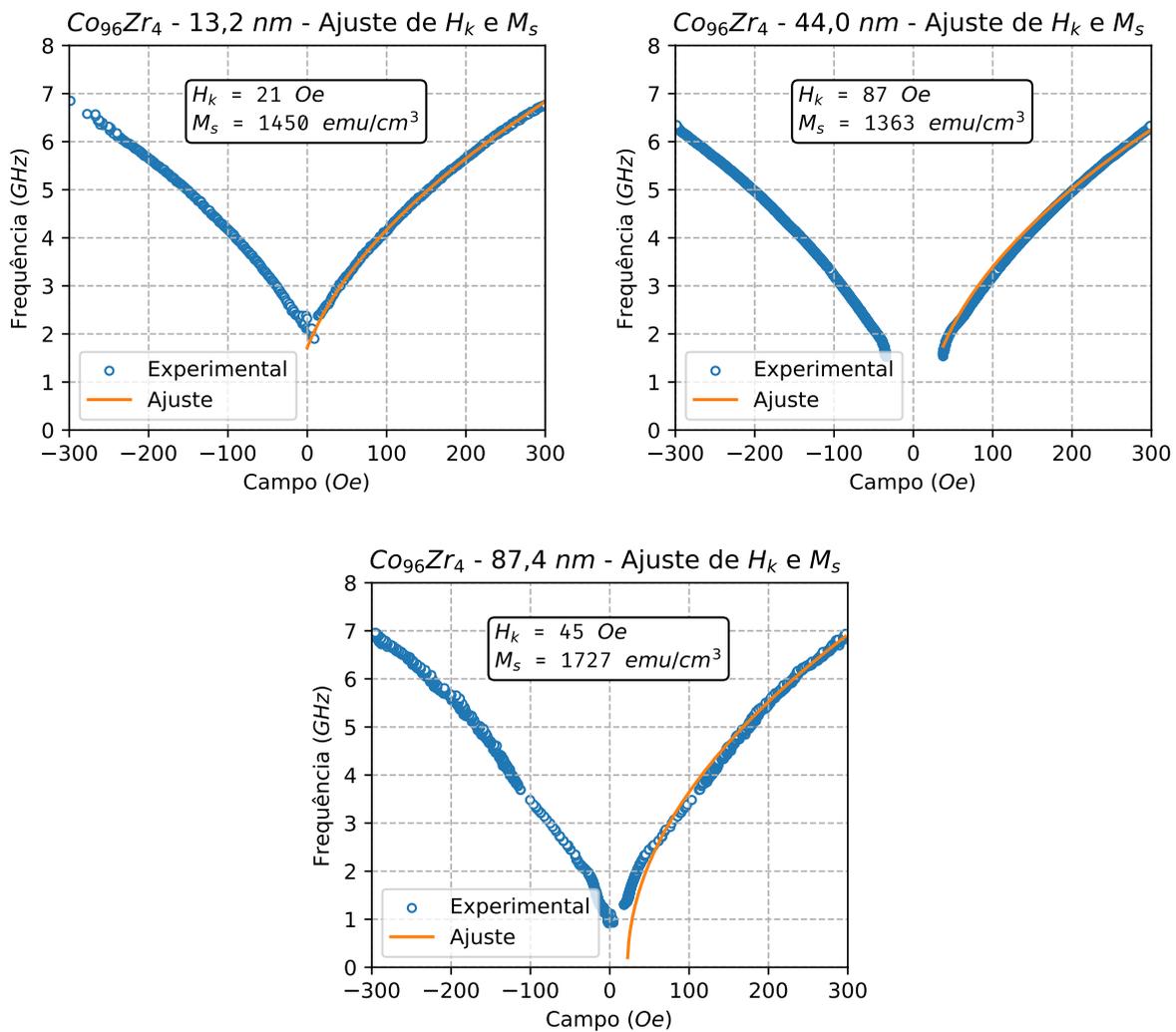


Figura 52 – Ajuste de curva às dispersões de ressonância para as amostras com 4% de Zr feitos com H_k e M_s livres.

Tabela 4 – Resultados obtidos a partir dos ajustes de curvas da equação (4.4) às dispersões de ressonância. A tabela está dividida em resultados obtidos dos ajustes com H_k livre e M_s fixo (obtido das curvas de magnetização) e resultados dos ajustes com H_k e M_s livres.

Série	Espessura (nm)	M_s fixo e H_k livre		H_k e M_s livres	
		M_s (emu/cm^3)	H_k (Oe)	M_s (emu/cm^3)	H_k (Oe)
$\text{Co}_{96}\text{Zr}_4$	13,2		7,10	1449,84	20,51
	44,0	1563,39	248,86	1363,25	86,53
	87,4		2,22	1726,85	44,52
$\text{Co}_{92}\text{Zr}_8$	17,2		66,90	1299,63	44,31
	56,5	1140,03	132,67	1333,35	50,06
	112,7		341,42	1337,16	83,07

4.2.3 Simulações micromagnéticas

Para realizar as simulações serão utilizados algoritmos similares ao exemplificado na subseção 2.3.2. Diferentemente do que é feito no restante deste trabalho, nesta subseção os parâmetros utilizados serão dados em unidades do SI ao invés do CGS, já que o MuMax3 exige a utilização desse sistema de unidades.

Para cada amostra foram definidos parâmetros dimensionais respeitando a geometria do filme simulado e mantendo as dimensões das células menores do que o comprimento de troca do filme. Para todos os filmes o campo estático foi aplicado na direção do eixo \hat{x} e para cada filme foi definida a direção do eixo fácil de anisotropia de acordo com os ângulos θ_{ref} na tabela (2). A magnetização inicial foi definida como saturada paralela à normal do filme para facilitar a minimização de energia no início da simulação.

Para filmes de *CoZr* a constante de troca é [100] $A_{ex} = 1,3 \times 10^{-11} J/m$. O campo estático foi variado com passo de $6 \times 10^{-4} T$ de $-0,03 T$ até $0 T$ e depois de $0,03 T$ até $0 T$ para evitar efeitos de domínios em baixo campo que poderiam causar descontinuidades nos espectros. A simulação (aplicação do pulso para cada valor de campo estático) foi realizada durante $20 ns$ com passo de tempo de $50 ps$; logo, a frequência de corte utilizada foi de $10 GHz$, de acordo com a definição da frequência de Nyquist. Por fim, a amplitude do pulso RF utilizada foi de $B_0 = 5 \times 10^{-4} T$.

Para cada filme foi utilizado o respectivo parâmetro de amortecimento obtido a partir dos ajustes de largura de linha que estão na tabela (3). Para cada amostra foram feitas duas simulações buscando verificar os dois tipos de resultados obtidos na subseção anterior:

- Simulações tipo (1): utilizando os valores obtidos a partir dos ajustes com M_s fixo (obtido das curvas de magnetização) e H_k livre;
- Simulações tipo (2): utilizando os valores obtidos através dos ajustes com M_s e H_k livres.

Os valores utilizados para esses parâmetros estão na tabela (4). Como o MuMax3 recebe como parâmetro a constante de anisotropia uniaxial de primeira ordem ao invés do campo de anisotropia, a constante K_{u1} foi calculada a partir de H_k com a equação (1.4).

As figuras (53a), (53c) e (53e) são os mapas de cores obtidos das simulações utilizando os parâmetros do tipo (1), enquanto as figuras (53b), (53d) e (53f) são as simulações para os parâmetros do tipo (2) para as amostras com 8% de *Zr*.

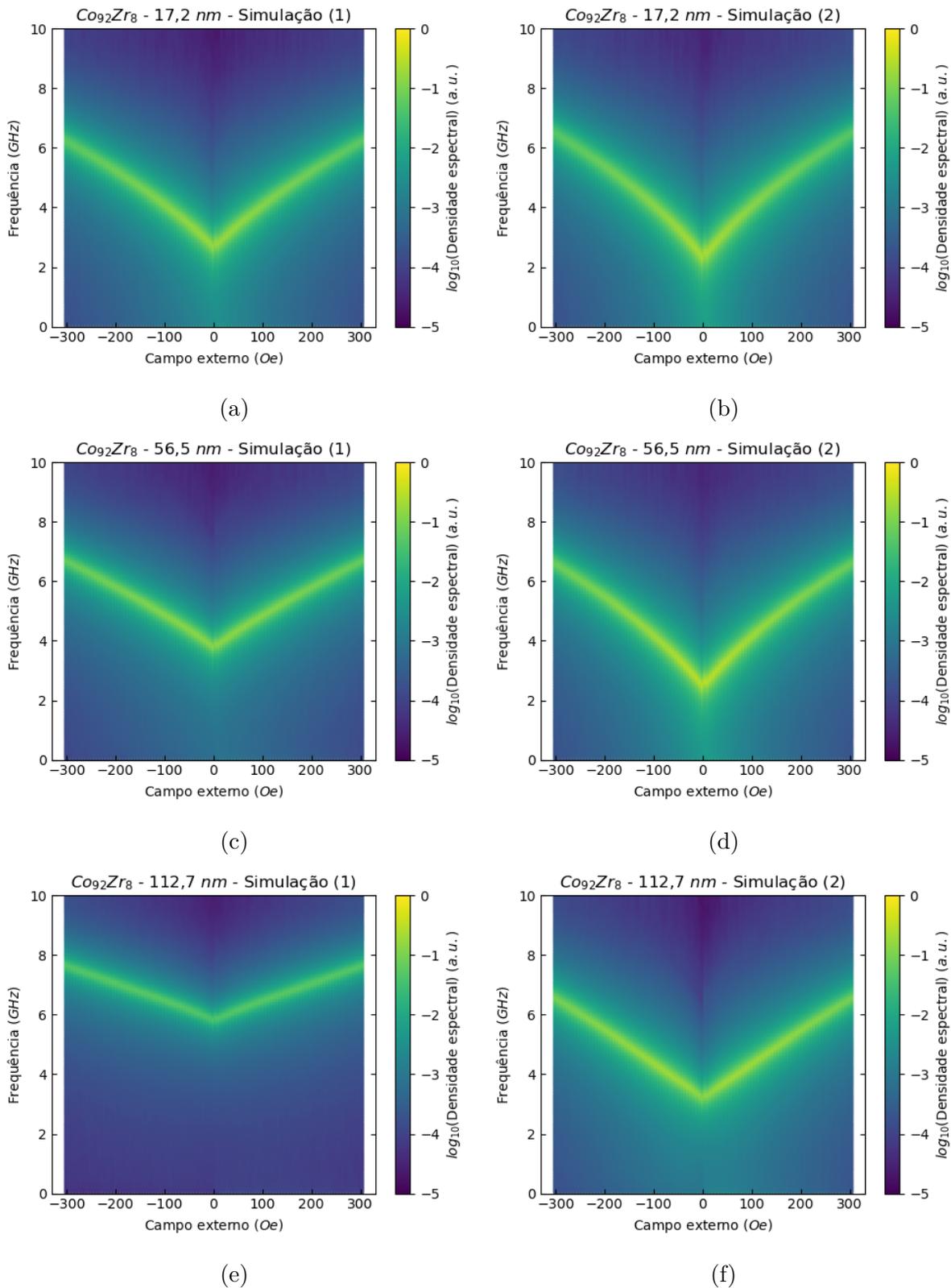


Figura 53 – Figuras à esquerda (a, c, e) são as simulações do tipo (1) e figuras à direita (b, d, f) são as simulações do tipo (2) para as amostras com 8% de Zr .

A figura (54) mostra as relações de dispersão para as simulações, obtidas de modo explicado no fim da subseção 2.3.3, para as três amostras dessa série em conjunto com as

dispersões experimentais. É possível observar que as simulações do tipo (2) estão mais de acordo com os resultados experimentais do que as simulações do tipo (1). Especialmente para o filme de $112,7\text{ nm}$ a simulação do tipo (1) apresentou um resultado em total desacordo com o resultado experimental. Para a amostra de $17,2\text{ nm}$ a simulação do tipo (1) foi uma reprodução quase perfeita do resultado experimental, enquanto para as outras amostras as simulações divergem do experimental para campo baixo, mas convergem para campo alto.

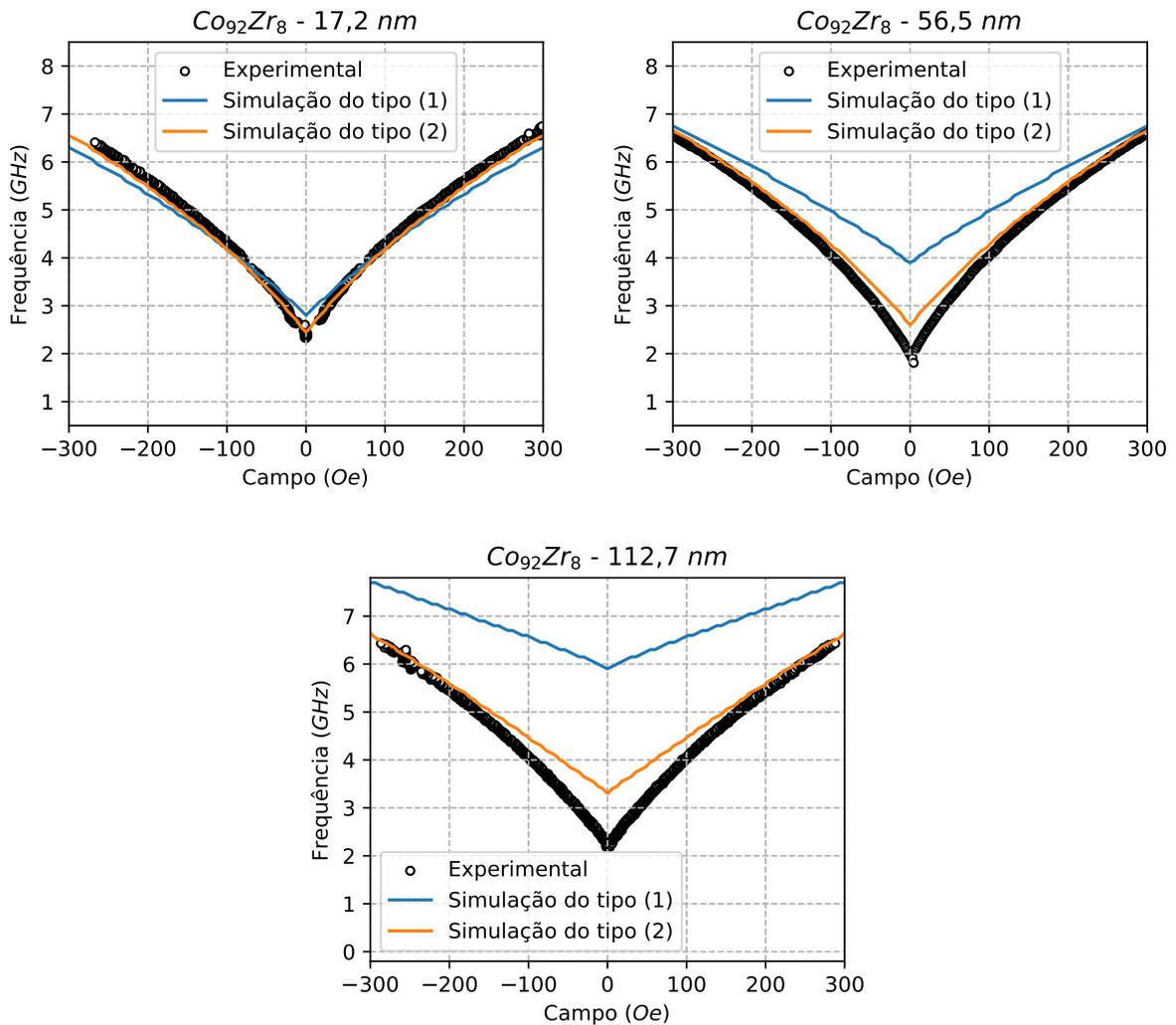


Figura 54 – Comparação entre as dispersões de ressonância dos dois tipos de simulações feitas e a dispersão experimental para as amostras de 8% de Zr .

Nas figuras (55a) e (55c) estão as simulações de ressonância do tipo (1), enquanto nas figuras (55b) e (55d) estão as simulações de ressonância do tipo (2) para a série com 4% de Zr . Não foi possível fazer simulações para a amostra com $87,4\text{ nm}$ de espessura, pois não foi possível obter o parâmetro de amortecimento α a partir do ajuste da largura de linha na subseção 4.2.1 para essa amostra.

Na figura (56) estão as comparações entre as dispersões obtidas experimentalmente

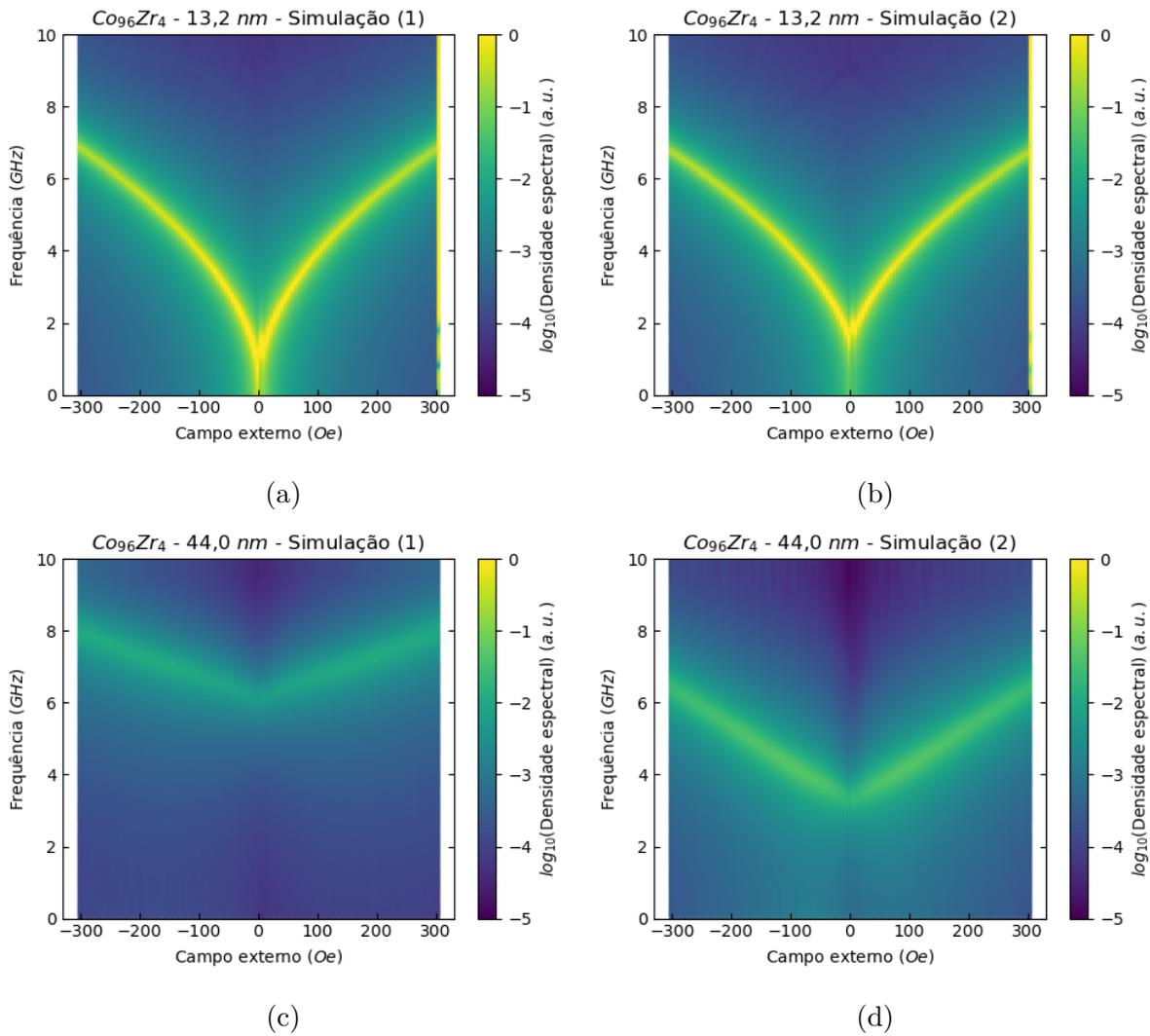


Figura 55 – Figuras à esquerda (a, c) são as simulações do tipo (1) e figuras à direita (b, d) são as simulações do tipo (2) para as amostras com 4% de Zr.

e pelas simulações para essa série. Ambas as simulações para a amostra com 13,2 nm de espessura tiveram boa concordância com o resultado experimental, sendo a simulação do tipo (2) uma reprodução quase perfeita dos resultados experimentais. A simulação do tipo (1) para a amostra com 44,0 nm de espessura apresentou um resultado em completa discordância com o resultado experimental, enquanto a simulação do tipo (2) parece convergir para uma sobreposição de curvas em alto campo, mas também apresentou uma grande discordância de resultados para campos mais baixos.

As discordâncias apresentadas em baixo campo entre os resultados experimentais e as simulações de quase todos os filmes, em especial para as simulações do tipo (2) (que apresentaram boa concordância em campos mais altos), são esperadas devido à dificuldade de modelar a dinâmica de magnetização para uma amostra não saturada e à simplicidade do modelo adotado para as simulações. Contudo, o fato de que as dispersões convergem para campos mais altos e que algumas simulações reproduziram

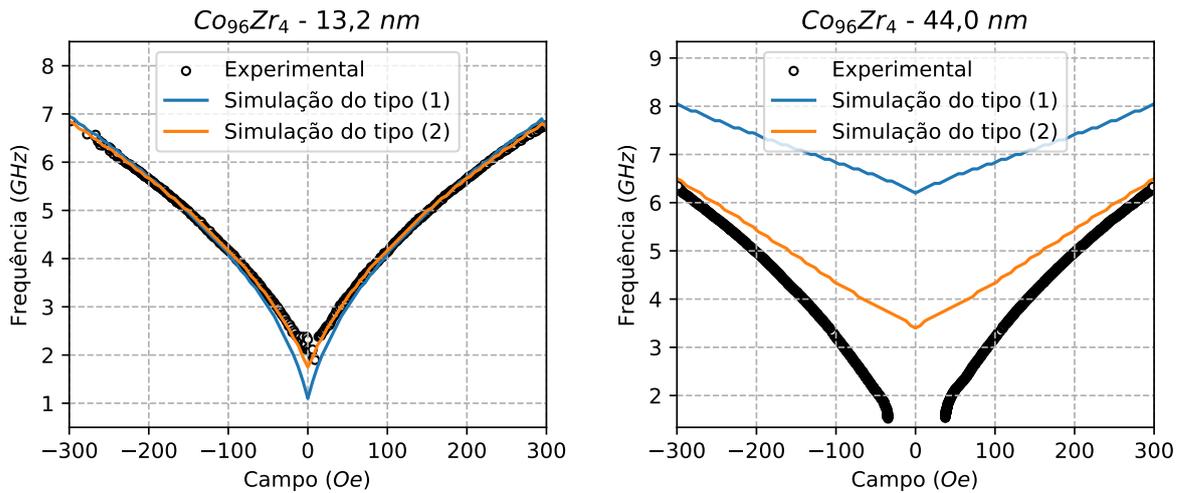


Figura 56 – Comparação entre as dispersões de ressonância dos dois tipos de simulações feitas e a dispersão experimental para as amostras de 4% de Zr.

quase perfeitamente os resultados experimentais sugere que a caracterização dos filmes está coerente, principalmente para os ajustes com H_k e M_s livres.

4.3 Comparação dos resultados

Com os resultados obtidos na seção anterior e as validações feitas por simulação, podemos comparar os resultados obtidos entre as amostras. Segundo os resultados das simulações e as suas comparações com as dispersões experimentais, os resultados obtidos a partir dos ajustes de curvas com H_k e M_s livres são os resultados que melhor descrevem os filmes estudados. Portanto, serão esses os parâmetros utilizados para compararmos as séries investigadas. Os valores comparados nessa seção estão nas tabelas (3) e (4).

Na figura (57) estão os parâmetros de amortecimento α que puderam ser obtidos dos filmes analisados. Nesse gráfico podemos ver um comportamento de diminuição do valor de α com o aumento da espessura dos filmes para a série com 8% de Zr, embora as barras de erro sugiram que a variação de α possa ser menor do que os valores obtidos indicam. Já para a série com 4% de Zr há um aparente aumento do valor de α com o aumento da espessura, mas, como só pudemos obter dois valores para esse parâmetro nessa série de amostras, não é possível saber como α variou entre a espessura intermediária e a mais grossa. Por outro lado, como a simulação da amostra mais fina apresentou uma reprodução quase perfeita do resultado experimental e a amostra intermediária apresentou uma tendência clara na largura de linha e sem tanta dispersão, temos um indicativo de que é coerente afirmar que há um incremento do valor de α com o aumento da espessura, dado os resultados dos filmes de 13,2 nm e 44,0 nm nessa série.

Dessas análises vemos que as amostras aparentam ter comportamentos diferentes

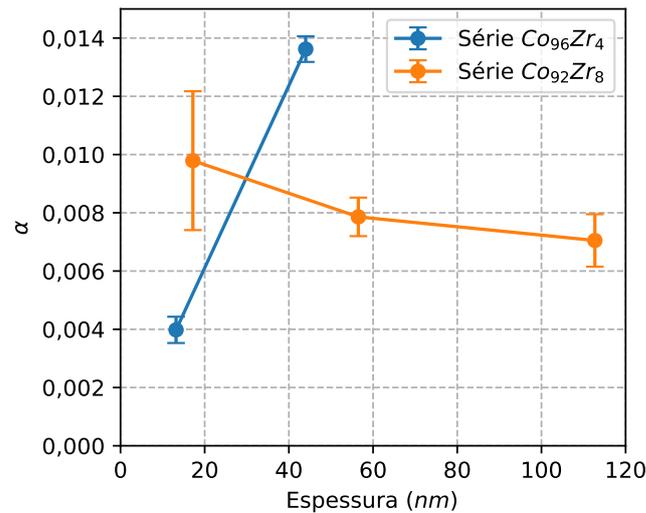


Figura 57 – Parâmetro de amortecimento em função da espessura para as duas séries de filmes. Barras de erro obtidas das matrizes de covariância dos ajustes das larguras de linha.

do parâmetro de amortecimento com a variação da espessura dos filmes quando variamos a concentração de Zr . De forma mais relevante, é possível notar que a série com 8% de Zr apresenta uma variação menor nos valores de α com a variação da espessura do que a série com 4% de Zr . Essa última série, por outro lado, apresentou para a amostra de 44,0 nm um valor de α consideravelmente maior do que para todos os filmes com maior concentração de Zr .

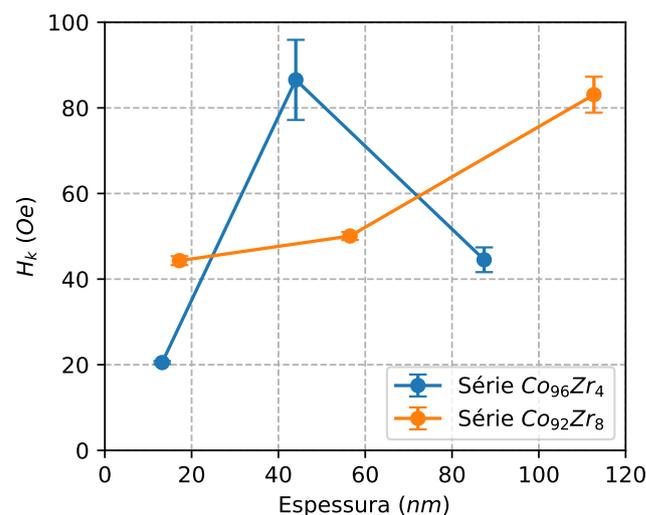


Figura 58 – Campos de anisotropia em função da espessura para as duas séries de filmes. Barras de erro obtidas das matrizes de covariância dos ajustes de dispersão com M_S livre.

Na figura (58) estão os valores para o campo de anisotropia obtidos para ambas as séries. Ao contrário do que foi apresentado para α , a série com 8% de Zr apresenta um

comportamento de aumento do valor de H_k com o aumento da espessura dos filmes. Para a série com 4% de Zr há um aumento de H_k com o aumento da espessura entre a mais fina para a intermediária, mas há uma diminuição de H_k ao aumentarmos a espessura da intermediária para a amostra mais grossa. Contudo, é necessário levarmos em conta que a dispersão de ressonância obtida para a amostra mais grossa dessa série apresentou uma quantidade elevada de ruído e deformações que podem ter prejudicado os ajustes. Além disso, como não foi possível obter α para essa amostra, não foi possível verificar por simulações o valor de H_k obtido. Esses fatores sugerem que seria necessário maiores valores de campo estático do que os nossos equipamentos dispõem para uma melhor análise desse filme.

Comparando ambas as séries não é possível identificar uma clara mudança no comportamento do campo de anisotropia com a variação da concentração de Zr , além do fato de, novamente, a série com 4% de Zr apresentar maiores amplitudes de variação de valores de H_k com o aumento da espessura.

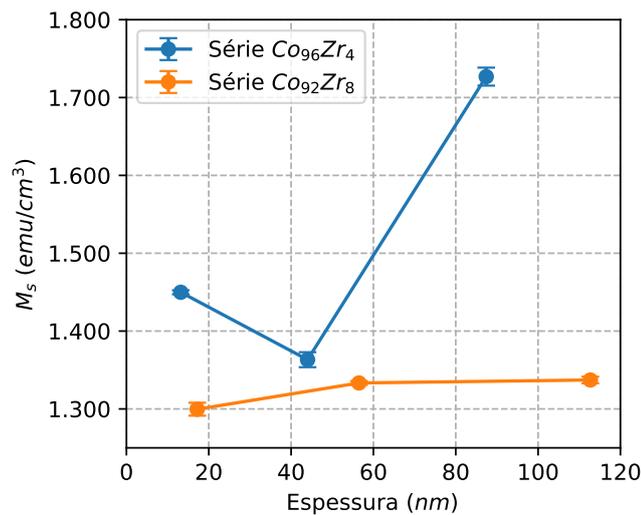


Figura 59 – Magnetização de saturação ajustada na seção 4.2 em função da espessura para as duas séries de filmes. Barras de erro obtidas das matrizes de covariância dos ajustes de dispersão com M_S livre.

Na figura (59) temos os valores da magnetização de saturação obtidos dos ajustes das dispersões de ressonância e que deram os melhores resultados nas simulações. Nesse gráfico podemos ver que a série com 8% de Zr apresentou uma variação consideravelmente pequena dos valores obtidos, com a variação sendo menor entre as duas maiores espessuras. Esse resultado está de acordo com o esperado se considerarmos que a interação na interface entre Ti e $CoZr$ pode alterar M_s de uma pequena parte do volume do filme e esse efeito é mais relevante no filme mais fino do que nos demais. Para a série com 4% de Zr vemos valores de M_s maiores do que o cobalto puro para duas das três amostras. Esses resultados podem ter ocorrido devido a dispersões de anisotropia, que podem ser observadas nas

curvas de histerese pelo colapso do eixo duro. Outra possibilidade é que os ajustes podem terem sido feitos para valores de campo em que as amostras não estão completamente saturadas. Em ambos os casos teríamos situações em que o nosso modelo para ajustes não se aplica corretamente.

Assim como esperado, com o aumento da concentração de Zr nos filmes há uma diminuição no valor da magnetização de saturação, independentemente da espessura do filme. Além disso, na análise de XRD nas figuras (22a) e (22b) é possível ver que o aumento da concentração de Zr também diminui a cristalinidade do $CoZr$, aumentando o amorfismo das amostras.

5 Conclusões

Com as técnicas experimentais aplicadas neste trabalho foi possível a caracterização de diferentes propriedades dinâmicas e estáticas de filmes de cobalto e zircônio fabricados por deposição em *magnetron sputtering* com diferentes espessuras e concentrações de zircônio. Através de técnicas de XRR e RBS foi possível obter estimativas para as espessuras dos filmes e para as diferentes concentrações de zircônio nas duas séries fabricadas. As diferentes técnicas empregadas para o estudo da dinâmica de magnetização desses filmes nos permitiram obter resultados para realizar simulações micromagnéticas da dinâmica dos materiais, permitindo a validação dos modelos utilizados.

Dentre os resultados obtidos, podemos destacar:

- Medidas de XRD mostraram que os filmes de $CoZr$ depositados com maior concentração de Zr apresentaram menor cristalinidade do que os filmes com menor concentração de Zr ;
- Todos os filmes depositados apresentaram anisotropia predominantemente uniaxial, porém foi observado o fenômeno de colapso do eixo duro para dois dos três filmes com menor concentração de Zr . Esse comportamento é típico de amostras que apresentam dispersões de anisotropia;
- Todos os filmes apresentaram frequências de ressonância variando entre 1 e 7 GHz para o intervalo de campo estático medido entre $\pm 300 Oe$;
- A partir das larguras de linha de ressonância obtidas foi possível usar um modelo para obter o parâmetro de amortecimento α da equação de LLG que descreve a dinâmica de precessão dos filmes. α apresentou comportamentos diferentes com a variação da espessura dos filmes para as duas diferentes concentrações de Zr . As amostras com 8% de Zr apresentaram menor variação no valor de α com a espessura. Não foi possível realizar o procedimento na amostra mais grossa de 4% de Zr para o intervalo de campo disponível;
- O ajuste de um modelo às curvas de dispersão de ressonância das amostras permitiram obter dois diferentes conjuntos de dados:
 1. Valores para os campos de anisotropia dos filmes obtidos a partir de ajustes utilizando as magnetizações de saturação obtidas através das curvas de magnetização;
 2. Valores para os campos de anisotropia e para as magnetizações de saturação ao realizarmos um ajuste com ambos os parâmetros livres;

- Simulações micromagnéticas de ressonância ferromagnéticas foram realizadas utilizando como parâmetros os resultados obtidos das análises dos dados experimentais. Os resultados obtidos das simulações mostraram que o segundo conjunto de dados do item anterior reproduz de forma mais fiel as curvas de dispersão obtidas experimentalmente;
- Os campos de anisotropia obtidos do segundo conjunto de dados não apresentaram uma variação clara com a variação da concentração de Zr , mas a série com 8% de Zr apresentou um claro aumento de H_k com o aumento da espessura dos filmes;
- As magnetizações de saturação obtidas apresentaram uma diminuição com o aumento da concentração de Zr , embora a série com 4% de Zr tenha apresentado resultados inesperados para esse parâmetro;
- Os resultados de M_s para a série com 4% de Zr e a impossibilidade de obter α para a amostra mais grossa dessa mesma série de filmes sugerem que haja a necessidade de aplicação de campos estáticos mais intensos durante as medidas de ressonância para uma melhor caracterização dessas amostras.

Os modelos e métodos experimentais desenvolvidos nesse trabalho mostraram-se eficientes para a investigação da dinâmica de magnetização de filmes de $CoZr$ com espessuras de até 113 nm , que são espessuras cujas dinâmicas de magnetização são pouco estudadas para esse material. Além disso, a simulação micromagnética provou-se um poderoso método de verificação dos resultados obtidos a partir de análises de dados experimentais, podendo ser utilizada para comparar diferentes fontes de resultados.

Referências

- 1 BAIBICH, M. N. et al. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. *Physical Review Letters*, v. 61, n. 21, p. 2472–2475, nov. 1988. Publisher: American Physical Society. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.61.2472>>. Citado na página 11.
- 2 BINASCH, G. et al. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical Review B*, v. 39, n. 7, p. 4828–4830, mar. 1989. Publisher: American Physical Society. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.39.4828>>. Citado na página 11.
- 3 DIENY, B. Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 136, n. 3, p. 335–359, set. 1994. ISSN 03048853. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0304885394003564>>. Citado na página 11.
- 4 TANG, D. D.; LEE, Y.-J. *Magnetic Memory: Fundamentals and Technology*. 1ª edição. ed. New York: Cambridge University Press, 2010. ISBN 978-0-521-44964-9. Citado na página 11.
- 5 WOLF, S. A. et al. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future. *Science*, v. 294, n. 5546, p. 1488–1495, nov. 2001. Publisher: American Association for the Advancement of Science. Disponível em: <<https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1065389>>. Citado na página 11.
- 6 HIROHATA, A. et al. Review on spintronics: Principles and device applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 509, p. 166711, set. 2020. ISSN 0304-8853. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885320302353>>. Citado na página 11.
- 7 IGARASHI, M. et al. A method of measuring anisotropy field of polycrystalline thin-film media. *Journal of Applied Physics*, v. 85, n. 8, p. 4720–4722, abr. 1999. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.370459>>. Citado na página 11.
- 8 HUIJBREGTSE, J. et al. High-frequency permeability of soft-magnetic Fe–Hf–O films with high resistivity. *Journal of Applied Physics*, v. 83, n. 3, p. 1569–1574, fev. 1998. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.366867>>. Citado na página 11.
- 9 LAYADI, A. Exchange anisotropy: A ferromagnetic resonance study. *Physical Review B*, v. 66, n. 18, p. 184423, nov. 2002. ISSN 0163-1829, 1095-3795. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.66.184423>>. Citado na página 11.
- 10 MCMICHAEL, R. D. et al. Ferromagnetic resonance studies of NiO-coupled thin films of Ni 80 Fe 20. *Physical Review B*, v. 58, n. 13, p. 8605–8612, out. 1998. ISSN 0163-1829, 1095-3795. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.8605>>. Citado na página 11.
- 11 CHAPPERT, C. et al. Ferromagnetic resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate. *Physical Review B*, v. 34, n. 5, p. 3192–3197, set. 1986. ISSN 0163-1829. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.34.3192>>. Citado na página 11.

- 12 ARIAS, R.; MILLS, D. L. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films. *Journal of Applied Physics*, v. 87, n. 9, p. 5455–5456, maio 2000. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.373370>>. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 22.
- 13 STANESCU, S.; ELENA, D. *Magnetization dynamics in magnetic nanostructures*. Tese (thesis) — Université Joseph Fourier (Grenoble), jan. 2003. Disponível em: <<http://www.theses.fr/2003GRE10221>>. Citado na página 11.
- 14 BACK, C. H. et al. Magnetization Reversal in Ultrashort Magnetic Field Pulses. *Physical Review Letters*, v. 81, n. 15, p. 3251–3254, out. 1998. Publisher: American Physical Society. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.3251>>. Citado na página 11.
- 15 WOO, S.; BEACH, G. S. D. Control of propagating spin-wave attenuation by the spin-Hall effect. *Journal of Applied Physics*, v. 122, n. 9, p. 093901, set. 2017. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4999828>>. Citado na página 11.
- 16 INOUE, H. Y. et al. Detection of pure inverse spin-Hall effect induced by spin pumping at various excitation. *Journal of Applied Physics*, v. 102, n. 8, p. 083915, out. 2007. ISSN 0021-8979. Publisher: American Institute of Physics. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.2799068>>. Citado na página 11.
- 17 SAITOH, E. et al. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect. *Applied Physics Letters*, v. 88, n. 18, p. 182509, maio 2006. ISSN 0003-6951. Publisher: American Institute of Physics. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2199473>>. Citado na página 11.
- 18 BEAUREPAIRE, E. et al. Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel. *Physical Review Letters*, v. 76, n. 22, p. 4250–4253, maio 1996. Publisher: American Physical Society. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.76.4250>>. Citado na página 11.
- 19 FREEMAN, M. R.; BRADY, M. J.; SMYTH, J. Extremely high frequency pulse magnetic resonance by picosecond magneto-optic sampling. *Applied Physics Letters*, v. 60, n. 20, p. 2555–2557, maio 1992. ISSN 0003-6951. Publisher: American Institute of Physics. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.106911>>. Citado na página 11.
- 20 BACK, C. H. et al. Minimum Field Strength in Precessional Magnetization Reversal. *Science*, v. 285, n. 5429, p. 864–867, ago. 1999. Publisher: American Association for the Advancement of Science. Disponível em: <<https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.285.5429.864>>. Citado na página 11.
- 21 WILLIAMS, H. J.; SHOCKLEY, W.; KITTEL, C. Studies of the Propagation Velocity of a Ferromagnetic Domain Boundary. *Physical Review*, v. 80, n. 6, p. 1090–1094, dez. 1950. Publisher: American Physical Society. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.80.1090>>. Citado na página 11.
- 22 LANDAU, L.; LIFSHITZ, E. ON THE THEORY OF THE DISPERSION OF MAGNETIC PERMEABILITY IN FERROMAGNETIC BODIES. In: . [S.l.: s.n.], 1935. Citado na página 11.
- 23 GILBERT, T. A Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetization Field. *undefined*, 1955. Disponível em: <<https://www.semanticscholar.org/paper/A-Lagrangian-Formulation-of-the-Gyromagnetic-of-the-Gilbert/df553dfbd03a371f641a6f3f4d6d743e25945b27>>. Citado na página 11.
- 24 VONSOVSKII, S. V. (Ed.). *Ferromagnetic Resonance: The Phenomenon of Resonant Absorption of a High-Frequency Magnetic Field in Ferromagnetic Substances*. [S.l.]: Pergamon, 2013. ISBN 978-1-4831-1906-9. Citado 5 vezes nas páginas 11, 12, 20, 22 e 23.

- 25 ACHER, O. et al. Permeability measurement on ferromagnetic thin films from 50 MHz up to 18 GHz. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 136, n. 3, p. 269–278, set. 1994. ISSN 0304-8853. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0304885394003238>>. Citado na página 11.
- 26 CHEN, H.; GASPERIS, P. D.; MARCELLI, R. Using microwave network analyzer and MSW-SER to measure linewidth spectrum in magnetic garnet film from 0.5 to 20 GHz. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 29, n. 6, p. 3013–3015, nov. 1993. ISSN 1941-0069. Conference Name: IEEE Transactions on Magnetics. Citado na página 11.
- 27 KRAUS, L. Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 195, n. 3, p. 764–778, jun. 1999. ISSN 03048853. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885399002863>>. Citado na página 12.
- 28 YELON, A. et al. Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent. *Applied Physics Letters*, v. 69, n. 20, p. 3084–3085, nov. 1996. ISSN 0003-6951, 1077-3118. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.117312>>. Citado na página 12.
- 29 REZENDE, S. M. *Materiais E Dispositivos Eletrônicos*. 3ª. ed. São Paulo: Livraria da Física, 2014. ISBN 978-85-7861-134-7. Citado 4 vezes nas páginas 12, 13, 14 e 23.
- 30 FREEMAN, M. R.; HIEBERT, W. K.; STANKIEWICZ, A. Time-resolved scanning Kerr microscopy of ferromagnetic structures (invited). *Journal of Applied Physics*, v. 83, n. 11, p. 6217–6222, jun. 1998. ISSN 0021-8979. Publisher: American Institute of Physics. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.367716>>. Citado 2 vezes nas páginas 12 e 20.
- 31 YAMAGUCHI, M. et al. Microfabrication and characteristics of magnetic thin-film inductors in the ultrahigh frequency region. *Journal of Applied Physics*, v. 85, n. 11, p. 7919–7922, jun. 1999. ISSN 0021-8979. Publisher: American Institute of Physics. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.370608>>. Citado na página 12.
- 32 KORENIVSKI, V. GHz magnetic film inductors. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 215-216, p. 800–806, jun. 2000. ISSN 0304-8853. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885300002924>>. Citado na página 12.
- 33 FULLER, A. J. B. *Ferrites at Microwave Frequencies*. [S.l.]: IET, 1987. Google-Books-ID: tgFIBGfSpHcC. ISBN 978-0-86341-064-2. Citado na página 12.
- 34 SURAN, G.; MACHIZAUD, F.; NAILI, M. Induced anisotropy in amorphous Co-Zr-M ($M = \text{Zr, Nb, Ti}$) and Co-Zr-Pt thin films: A magnetic and a structural study. *Physical Review B*, v. 47, n. 22, p. 15007–15018, jun. 1993. ISSN 0163-1829, 1095-3795. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.47.15007>>. Citado na página 12.
- 35 CHANG, H. W. et al. High Magnetic Anisotropy Field in CoZr Thin Films. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 47, n. 10, p. 3924–3927, out. 2011. ISSN 0018-9464, 1941-0069. Disponível em: <<https://ieeexplore.ieee.org/document/6027566/>>. Citado na página 12.
- 36 JAGIELINSKI, T. Magnetic and galvanomagnetic properties of amorphous CoZr thin films. *Journal of Applied Physics*, v. 61, n. 8, p. 3237–3239, abr. 1987. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.338914>>. Citado 3 vezes nas páginas 12, 41 e 51.

- 37 CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. *Introduction to Magnetic Materials*. 2. ed. Hoboken, N.J: Wiley-IEEE Press, 2008. ISBN 978-0-471-47741-9. Citado 7 vezes nas páginas 13, 14, 15, 16, 17, 18 e 27.
- 38 STÖHR, J.; SIEGMANN, H. C. *Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*. 1st. ed. Berlin: Springer, 2006. ISBN 978-3-540-30282-7. Citado 3 vezes nas páginas 13, 14 e 20.
- 39 HUANG, F. et al. Magnetism in the few-monolayers limit: A surface magneto-optic Kerr-effect study of the magnetic behavior of ultrathin films of Co, Ni, and Co-Ni alloys on Cu(100) and Cu(111). *Physical Review B*, v. 49, n. 6, p. 3962–3971, fev. 1994. ISSN 0163-1829, 1095-3795. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.49.3962>>. Citado na página 14.
- 40 KITTEL, C. *Introduction to Solid State Physics*. 8ª edição. ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2004. ISBN 978-0-471-41526-8. Citado 3 vezes nas páginas 14, 16 e 19.
- 41 VLECK, J. H. van. On the Anisotropy of Cubic Ferromagnetic Crystals. *Physical Review*, v. 52, n. 11, p. 1178–1198, dez. 1937. ISSN 0031-899X. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.52.1178>>. Citado na página 14.
- 42 BRUNO, P. Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers. *Physical Review B*, v. 39, n. 1, p. 865–868, jan. 1989. ISSN 0163-1829. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.39.865>>. Citado na página 14.
- 43 O'HANDLEY, R. C. *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*. 1ª edição. ed. New York: Wiley-Interscience, 1999. ISBN 978-0-471-15566-9. Citado 4 vezes nas páginas 15, 18, 19 e 22.
- 44 JANG, P.-H. et al. Domain wall dynamics in easy-cone magnets. *Physical Review B*, v. 99, n. 2, p. 024424, jan. 2019. ISSN 2469-9950, 2469-9969. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.024424>>. Citado na página 15.
- 45 SKOMSKI, R.; OEPEN, H.-P.; KIRSCHNER, J. Unidirectional anisotropy in ultrathin transition-metal films. *Physical Review B*, v. 58, n. 17, p. 11138–11141, nov. 1998. ISSN 0163-1829, 1095-3795. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.11138>>. Citado na página 15.
- 46 SHUKH, A. M.; SHIN, D. H.; HOFFMANN, H. Dependence of giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers on the thickness of the Co layers. *J. Appl. Phys.*, v. 76, p. 4, 2014. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.358244>>. Citado na página 16.
- 47 CHIKAZUMI, S.; CHIKAZUMI, S.; GRAHAM, C. D. *Physics of Ferromagnetism*. [S.l.]: Clarendon Press, 1997. Google-Books-ID: PMURDAAQBAJ. ISBN 978-0-19-851776-4. Citado 3 vezes nas páginas 16, 17 e 23.
- 48 KRONMÜLLER, H.; FÄHNLE, M. *Micromagnetism and the Microstructure of Ferromagnetic Solids*. 1ª edição. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2009. ISBN 978-0-521-12047-0. Citado na página 19.
- 49 SUHL, H. Theory of the magnetic damping constant. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 34, n. 4, p. 1834–1838, jul. 1998. ISSN 1941-0069. Disponível em: <<https://ieeexplore.ieee.org/document/706720>>. Citado na página 20.

- 50 HEINRICH, B.; URBAN, R.; WOLTERS DORF, G. Magnetic relaxation in metallic films: Single and multilayer structures. *Journal of Applied Physics*, v. 91, n. 10, p. 7523, 2002. ISSN 00218979. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/91/10/10.1063/1.1447215>>. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 22.
- 51 SMIT, J.; BELJERS, H. Ferromagnetic resonance absorption in BaFe₁₂O₁₉, a highly anisotropic crystal. *Phil. Res. Rep.*, v. 10, p. 113–130, jan. 1955. Citado na página 22.
- 52 PLATOW, W. et al. Correlations between ferromagnetic-resonance linewidths and sample quality in the study of metallic ultrathin films. *Physical Review B*, v. 58, n. 9, p. 5611–5621, set. 1998. ISSN 0163-1829, 1095-3795. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.5611>>. Citado 3 vezes nas páginas 22, 64 e 66.
- 53 SUHL, H. Ferromagnetic Resonance in Nickel Ferrite Between One and Two Kilomegacycles. *Physical Review*, v. 97, n. 2, p. 555–557, jan. 1955. ISSN 0031-899X. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.97.555.2>>. Citado na página 22.
- 54 STONER, E. C.; WOHLFARTH, E. P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, v. 240, n. 826, p. 599–642, maio 1948. Publisher: Royal Society. Disponível em: <<https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rsta.1948.0007>>. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 49.
- 55 FONER, S. Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer. *Review of Scientific Instruments*, v. 30, n. 7, p. 548–557, jul. 1959. ISSN 0034-6748, 1089-7623. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1716679>>. Citado na página 26.
- 56 JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics Third Edition*. 3ª edição. ed. New York: Wiley, 1998. ISBN 978-0-471-30932-1. Citado na página 26.
- 57 POZAR, D. M. *Microwave Engineering*. 4th. ed. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2011. ISBN 978-0-470-63155-3. Citado 2 vezes nas páginas 29 e 30.
- 58 COLLIN, R. E. *Foundations for Microwave Engineering*. 2ª edição. ed. New York: John Wiley & Sons, 2001. ISBN 978-0-7803-6031-0. Citado na página 29.
- 59 CHÁVEZ, D. E. G. *Propriedades magnéticas de filmes finos: um estudo por ressonância ferromagnética de banda larga*. Tese (Doutorado) — Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. Citado na página 30.
- 60 BILZER, C. et al. Vector network analyzer ferromagnetic resonance of thin films on coplanar waveguides: Comparison of different evaluation methods. *Journal of Applied Physics*, v. 101, n. 7, p. 074505, abr. 2007. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2716995>>. Citado na página 30.
- 61 BEKKER, V.; SEEMANN, K.; LEISTE, H. A new strip line broad-band measurement evaluation for determining the complex permeability of thin ferromagnetic films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 270, n. 3, p. 327–332, abr. 2004. ISSN 03048853. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885303007170>>. Citado na página 32.
- 62 NELSON, C. *High-Frequency and Microwave Circuit Design*. 2ª edição. ed. [S.l.]: CRC Press, 2018. ISBN 978-0-8493-7562-0. Citado na página 32.
- 63 SOOHOO, R. F. *Microwave Magnetics*. 1st edition. ed. New York: HarperCollins Publishers, 1985. ISBN 978-0-06-046367-0. Citado na página 32.

- 64 VANSTEENKISTE, A.; WIELE, B. Van de. MuMax: a new high-performance micromagnetic simulation tool. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 323, n. 21, p. 2585–2591, nov. 2011. ISSN 03048853. ArXiv: 1102.3069. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1102.3069>>. Citado 2 vezes nas páginas 34 e 35.
- 65 VANSTEENKISTE, A. et al. The design and verification of MuMax3. *AIP Advances*, v. 4, n. 10, p. 107133, out. 2014. ISSN 2158-3226. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4899186>>. Citado 3 vezes nas páginas 34, 35 e 36.
- 66 A Licença Pública Geral GNU v3.0 - Projeto GNU - Free Software Foundation. 2022. Disponível em: <<https://www.gnu.org/licenses/gpl-3.0.pt-br.html>>. Citado na página 35.
- 67 THE Go Programming Language Documentation. Disponível em: <<https://go.dev/doc/>>. Citado na página 35.
- 68 CUDA Toolkit Documentation. 2022. Disponível em: <<https://docs.nvidia.com/cuda/index.html>>. Citado na página 35.
- 69 ABO, G. S. et al. Definition of Magnetic Exchange Length. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 49, n. 8, p. 4937–4939, ago. 2013. ISSN 0018-9464, 1941-0069. Disponível em: <<http://ieeexplore.ieee.org/document/6497624/>>. Citado na página 36.
- 70 CIUCIULKAITE, A. et al. Collective magnetization dynamics in nano-arrays of thin FePd discs. *Physical Review B*, v. 99, n. 18, p. 184415, maio 2019. ISSN 2469-9950, 2469-9969. ArXiv: 1902.00403. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1902.00403>>. Citado na página 36.
- 71 DION, T. et al. Tunable magnetization dynamics in artificial spin ice via shape anisotropy modification. *Physical Review B*, v. 100, n. 5, p. 054433, ago. 2019. ISSN 2469-9950, 2469-9969. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.100.054433>>. Citado na página 36.
- 72 BRACEWELL, R. *The Fourier Transform & Its Applications*. 3ª edição. ed. Boston: McGraw-Hill Science/Engineering/Math, 1999. ISBN 978-0-07-303938-1. Citado na página 37.
- 73 PINTO, R. D. D. O. *Dinâmica da Magnetização em multicamadas magnéticas e micro/nanoobjetos magnéticos: efeitos da interação dipolar e do exchange bias*. Tese (Doutorado) — Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 2014. Citado na página 37.
- 74 BAKER, A. et al. Proposal of a micromagnetic standard problem for ferromagnetic resonance simulations. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 421, p. 428–439, jan. 2017. ISSN 03048853. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885316307545>>. Citado na página 38.
- 75 MCMICHAEL, R. D.; STILES, M. D. Magnetic normal modes of nanoelements. *Journal of Applied Physics*, v. 97, n. 10, p. 10J901, maio 2005. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1852191>>. Citado 2 vezes nas páginas 38 e 39.
- 76 STUART, R. V. *Vacuum Technology, Thin Films, and Sputtering: An Introduction*. [S.l.]: Academic Press, 2012. ISBN 978-0-12-396054-2. Citado na página 42.
- 77 WHAT is sputtering? - AJA International Inc. 2022. Disponível em: <<http://www.ajaint.com/what-is-sputtering.html>>. Citado na página 42.
- 78 ECKSTEIN, W.; MAYER, M. Rutherford backscattering from layered structures beyond the single scattering model. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, v. 153, n. 1-4, p. 337–344, jun. 1999. ISSN 0168583X. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168583X98010118>>. Citado na página 44.

- 79 MAYER, M. Ion beam analysis of rough thin films. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, v. 194, n. 2, p. 177–186, ago. 2002. ISSN 0168583X. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168583X02006894>>. Citado na página 44.
- 80 MAYER, M. SIMNRA, a simulation program for the analysis of NRA, RBS and ERDA. In: *AIP Conference Proceedings*. Denton, Texas (USA): AIP, 1999. p. 541–544. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.59188>>. Citado na página 44.
- 81 MAYER, M. SIMNRA User's Guide. Citado na página 44.
- 82 SIMNRA - Software for simulation of RBS, ERDA, NRA, MEIS and PIGE. Disponível em: <<https://mam.home.ipp.mpg.de/>>. Citado na página 44.
- 83 BUNACIU, A. A.; UDRIȘTIOIU, E. g.; ABOUL-ENEIN, H. Y. X-Ray Diffraction: Instrumentation and Applications. *Critical Reviews in Analytical Chemistry*, v. 45, n. 4, p. 289–299, out. 2015. ISSN 1040-8347, 1547-6510. Disponível em: <<http://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/10408347.2014.949616>>. Citado na página 45.
- 84 CULLITY, B. D. . S. S. R. *Elements of X-ray Diffraction 3e*. 3ª edição. ed. Miejsce nieznanne: PEARSON INDIA, 2014. ISBN 978-93-325-3516-9. Citado na página 45.
- 85 AMERICAN Mineralogist Crystal Structure Database. Disponível em: <<http://rruff.geo.arizona.edu/AMS/amcsd.php>>. Citado na página 45.
- 86 CHASON, E.; MAYER, T. M. Thin film and surface characterization by specular X-ray reflectivity. *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*, v. 22, n. 1, p. 1–67, mar. 1997. ISSN 1040-8436. Publisher: Taylor & Francis _eprint: <https://doi.org/10.1080/10408439708241258>. Disponível em: <<https://doi.org/10.1080/10408439708241258>>. Citado na página 45.
- 87 KOPPEL, L. N.; PAROBK, L. Thin-film metrology by rapid x-ray reflectometry. In: *The 1998 international conference on characterization and metrology for ULSI technology*. Gaithersburg, Maryland (USA): ASCE, 1998. p. 469–473. ISBN 978-1-56396-753-5. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.56834>>. Citado na página 45.
- 88 DAILLANT, J.; GIBAUD, A. (Ed.). *X-ray and Neutron Reflectivity: Principles and Applications*. Softcover reprint of hardcover 1st ed. 2009 edição. Berlin: Springer, 2010. ISBN 978-3-642-10017-8. Citado na página 46.
- 89 MORI, T. J. d. A. *Materiais e técnicas para nanoestruturas magnetoelétricas compósitas*. Tese (Tese) — Universidade Federal de Santa Maria, dez. 2014. Accepted: 2017-05-10 Journal Abbreviation: Materials and techniques for composite magnetoelectric nanostructures. Disponível em: <<http://repositorio.ufsm.br/handle/1/3928>>. Citado na página 46.
- 90 CUÑADO, J. L. F. et al. Emergence of the Stoner-Wohlfarth astroid in thin films at dynamic regime. *Scientific Reports*, v. 7, n. 1, p. 13474, dez. 2017. ISSN 2045-2322. Disponível em: <<http://www.nature.com/articles/s41598-017-13854-7>>. Citado 2 vezes nas páginas 49 e 50.
- 91 GESHEV, J.; ANDRADE, A. de. Magnetization recoil-curve overshoot and interaction plots in Co thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 560, p. 169573, out. 2022. ISSN 03048853. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885322004917>>. Citado na página 50.

- 92 GESHEV, J. et al. Observation of recoil magnetization curves outside the major loop in Co, Fe, and Ni films. *Physical Review B*, v. 104, n. 5, p. 054436, ago. 2021. Publisher: American Physical Society. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.104.054436>>. Citado na página 50.
- 93 IDIGORAS, O. et al. Collapse of hard-axis behavior in uniaxial Co films. *Physical Review B*, v. 84, n. 13, p. 132403, out. 2011. Publisher: American Physical Society. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.84.132403>>. Citado na página 50.
- 94 SCHNEIDER, C. A.; RASBAND, W. S.; ELICEIRI, K. W. NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis. *Nature Methods*, v. 9, n. 7, p. 671–675, jul. 2012. ISSN 1548-7091, 1548-7105. Disponível em: <<http://www.nature.com/articles/nmeth.2089>>. Citado na página 50.
- 95 ImageJ. Disponível em: <<https://imagej.github.io/software/imagej/index>>. Citado na página 50.
- 96 YAMADA, K. et al. A thin film head for high density magnetic recording using CoZr amorphous films. *Journal of Applied Physics*, v. 55, n. 6, p. 2235–2237, mar. 1984. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.333621>>. Citado na página 51.
- 97 TOLL, J. S. Causality and the Dispersion Relation: Logical Foundations. *Physical Review*, v. 104, n. 6, p. 1760–1770, dez. 1956. Publisher: American Physical Society. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.104.1760>>. Citado na página 60.
- 98 OLIVEIRA, S. N. de. Exchange Bias em filmes de IrMn/Cu/Co. p. 88. Citado na página 65.
- 99 KERÉKES, M. et al. Frequency domain studies of CoZr continuous thin films and FeNi wires using coplanar transmission lines. *Journal of Applied Physics*, v. 95, n. 11, p. 6616–6618, jun. 2004. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1669340>>. Citado na página 66.
- 100 CALLEJA, J. F. et al. Induced and local anisotropies in amorphous CoZr–rare earth thin films containing Pr, Nd, and Tb. *Journal of Applied Physics*, v. 79, n. 6, p. 3168–3174, mar. 1996. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.361259>>. Citado na página 71.