Tese de doutorado

Propriedades magnéticas de filmes finos: um estudo por ressonância ferromagnética de banda larga

---

Diego Ernesto González Chávez

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

2013

Orientador : Rubem Luis Sommer

Resumo

Nesta tese são investigadas as propriedades estáticas e dinâmicas da magnetização em sistemas de filmes finos baseados em *Permalloy* ($Ni_{81}Fe_{19}$). As propriedades dinâmicas são analisadas fazendo uso de uma moderna técnica de ressonância ferromagnética (FMR) da banda larga, baseada na utilização de uma guia de onda e um analisador vectorial de rede (VNA). O trabalho realizado para esta tese corresponde à primeira implementação experimental da técnica ressonância ferromagnética por analisador vectorial de rede VNA-FMR no Brasil. O VNA-FMR implementado permite medir, numa ampla faixa de frequências (100 MHz ate 24 GHz), a amplitude e a fase das oscilações da magnetização em materiais ferromagnéticos, devidas ao fenômeno de ressonância ferromagnética. A implementação da técnica foi realizada utilizando uma guia de onda tipo coplanar e os dados obtidos são analisados por meio de algoritmos que permitem extrair espectros de potência absorvida, em função da frequência e campo aplicado. A partir destes é também obtida a largura de linha, dos picos de FMR tanto em campo e em frequência. Com esta técnica são estudados filmes de *Permalloy* (NiFe) depositados entre duas camadas de material não magnético (NM), compostas por Ta, Ti, Au, Pt, Ru ou Cu. Estes sistemas permitem estudar os efeitos das interfaces NM/NiFe/NM nas anisotropias magnéticas induzidas na amostra, e na largura de linha e parâmetro de amortecimento, medidos em função da frequência. Também, são estudados sistemas tipo válvulas de spin (NiFe/NM/NiFe/IrMn) onde a primeira camada de NiFe pode girar a sua magnetização livremente, enquanto a magnetização da camada de NiFe com interface ao antiferromagneto IrMn é fixada (ou pinada) por meio do efeito de exchange bias. Variando o material do espaçador NM (Cu ou Ru) e a sua espessura (de 0.5 nm ate 10 nm) é controlado o acoplamento entre as magnetizações das

camadas de NiFe. Este tipo de sistema é a base para a implementação de anti-ferromagnetos sintéticos ou ferri-magnetos sintéticos e a dinâmica de magnetização destes é de grande interesse devido a suas aplicações em sensores magnéticos baseados em magneto resistência gigante e magneto resistência por efeito túnel, memorias magnéticas e nano osciladores de torque por transferência de spin. Nesta amostras é observado que o acoplamento entre as camadas modifica as amplitudes dos picos de absorção e a forma das relações de dispersão deste tipo de sistemas. Estes fenômenos observados são descritos corretamente aplicando um modelo semi analítico que toma em conta os acoplamentos e permite calcular eficientemente, por métodos numéricos, as amplitudes dos picos de absorção e as formas das relações de dispersão.

Abstract

In this thesis the static and dynamic magnetization properties of thin film systems based on *Permalloy* ($Ni_{81}Fe_{19}$) are studied. The magnetization dynamics of these systems are studied by means of a modern technique of broadband ferromagnetic ressonance (FMR) based on the use of a broadband waveguide and a vector network analyzer (VNA). The work done for this thesis corresponds to the first implementation of the vector-network-analyzer-ferromagnetic-resonance (VNA-FMR) experimental technique in Brazil. Accordingly, a detailed description of the instrumentation and analysis procedures is also presented. The implemented version of the VNA-FMR allows the measurements from 100 MHz up to 24 GHz. The amplitude and phase of the magnetization oscillations in ferromagnetic materials, due the ferromagnetic resonance phenomena are obtained. The implementation of this technique was performed using a coplanar waveguide. Several algorithms are used on the raw results of these measurements to extract the absorbed power spectra, as function of frequency and applied external field. From the analysis of the later, the frequency and field line widths of the measured resonance peaks are also calculated. In this work systems based on Permalloy (NiFe) films deposited in between two non magnetic (NM) metallic layers, composed by Ta, Ti, Au, Pt, Ru or Cu were also studied. These kind of systems allows the study of the effect of the NM/NiFe/NM interface on the magnetic anisotropies induced in the sample, and the line width and damping parameter, measured as function of frequency. Spin valve like systems (NiFe/NM/NiFe/IrMn) are also studied. In these samples, the magnetization of the first NiFe layer can rotate freely, while the magnetization of the NiFe layer in contact with the IrMn anti-ferromagnet is fixed due the exchange bias effect. By changing the NM spacer material (Cu or Ru), and it's thickness

(from 0.5 nm to 10 nm) the coupling between the NiFe layers is tailored. These systems are the basis for the implementation of syntetic anti-ferromagnets and synthetic ferri-magnets and their magnetization dynamics is of great interest due to the applications in magnetic sensors based in giant magneto resistance or magnetic tunnel junctions, magnetic memories, and spin transfer torque nano oscillators. In these systems, it is observed that the coupling between the layers modifies the amplitudes of the absorption peaks and also the shape of the dispersion relations. The observed phenomena are well described by applying a semi analytical model that properly takes into account the coupling interactions and allows a efficient numerical calculation of the absorption peak amplitudes and the dispersion relation shapes.

Sumário

1. Introdução **1**

1.1. Motivação 1

1.2. Esta tese 5

2. Materiais magnéticos nanoestruturados e dinâmica de magnetização **7**

2.1. Materiais magnéticos 7

2.2. Energia livre magnética 8

2.2.1. Energia de troca 9

2.2.2. Energia de anisotropia 10

2.2.3. Energia magnetostática 11

2.2.4. Interação de contato FM / AFM 12

2.2.5. Interação entre dois elementos ferromagnéticos 13

2.2.6. Calculo do estado magnético a partir da energia livre.

Modelo de macro spin 14

2.3. Dinâmica de magnetização 15

2.3.1. Susceptibilidade magnética 16

2.4. Mecanismos de relaxação 17

3. Modelo semi-analítico **19**

3.1. Frequências de ressonância 22

3.2. Modos de oscilação 23

3.3. Tensor susceptibilidade 25

3.4. Potência absorvida 26
3.5. Algoritmo de aplicação 29

4. Técnicas experimentais **31**

4.1. Preparação de Amostras 31
4.1.1. Deposição de filmes 31
4.2. Métodos de caraterização estática 33
4.2.1. Magnetômetro de amostra vibrante (VSM) e
Magnetômetro de gradiente de força alternado (AGFM) 35

5. Ressonância ferromagnética de banda larga **37**

5.1. Implementação experimental 38
5.2. Protocolo de medida 40
5.3. Análise de dados 41

6. Resultados e discussão **47**

6.1. Anisotropias e largura de linha em sistemas NM/NiFe/NM 47
6.1.1. Amostras 48
6.1.2. Medidas experimentais e métodos de análise 49
6.1.3. Modelo 49
6.1.4. Resultados experimentais e discussão 51
6.1.5. Conjunto de resultados ordenados por amostra 57
6.2. Acoplamento entre camadas em sistemas tipo FM/NM/FM/AFM 70
6.2.1. Modelo 71
6.2.2. Resultados e discussão 75
6.2.3. Conjunto de resultados ordenados por amostra 93

7. Conclusões e perspectivas **110**

Referências bibliográficas **112**

A. Fundamentos de alta frequência **120**

A.1. Propagação de energia numa linha de transmissão 120

A.2. Parâmetros de dispersão 121

A.3. Parâmetros de transmissão 122

A.4. Matriz dispersão numa linha de transmissão 123

A.4.1. Um segmento de linha de transmissão 123

A.4.2. Descontinuidade numa linha de transmissão 123

A.4.3. Terminação de uma linha de transmissão 124

A.5. Analisador vetorial de rede 124

A.5.1. Calibração

Correção de erros 125

1. Introdução

1.1. Motivação

O estudo das propriedades magnéticas de filmes finos é uma área de grande interesse na física fundamental e aplicada. Desde os seus primórdios no começo dos anos 1970 tem evolucionado numa área com alto impacto tecnológico, em particular desde a descoberta do efeito de magneto resistência gigante [1, 2] (GMR), pelo qual Albert Fert e Peter Grünberg compartiram o prêmio Nobel da Física do ano 2007. As técnicas modernas de fabricação permitem a produção de filmes magnéticos de muita alta qualidade, assim como a fabricação de amostras nanoestruturadas, com propriedades novas e inusuais. Estas novas propriedades têm levado ao desenvolvimento de dispositivos com aplicações tecnológicas e a formação de indústrias de alto valor econômico, dedicadas a sua exploração. Alguns exemplos destes dispositivos são os sensores baseados em GMR [3, 4] e magneto resistência túnel [5, 6] (TMR), sistemas de memórias magnéticas MRAMs [7] e os nano osciladores geradores de micro-ondas baseados no efeito de torque por transferência de spin (*nano osciladores de torque por transferência de spin* STNOs) [8, 9, 10], atualmente, ainda em desenvolvimento.

Além das suas aplicações tecnológicas, este tipo de sistemas nanoestruturados e baseados em filmes finos magnéticos, apresentam grande interesse para a pesquisa de propriedades físicas fundamentais [11, 12, 13], em especial a dinâmica de magnetização para aplicações em spintrônica [14]. Alguns dos temas atuais de interesse são: cristais magnônicos [15, 16, 17], processos rápidos de inversão da magnetização [18, 19], controle de frequência e largura de linha em STNOs [20, 21, 22], efeitos de spin pumping e efeito Hall de spin inverso [23, 24], e propriedades

dinâmicas de configurações magnéticas exóticas (vórtices [25, 26] e skyrmions [27]) e paredes de domínio [26, 28]. Para este tipo de pesquisa é fundamental a caraterização dos materiais (nanoestruturados ou não) e os dispositivos constituídos por eles. Usualmente as propriedades magnéticas dinâmicas destes materiais estão intimamente ligadas ao fenômeno de ressonância ferromagnética (FMR).

A técnica tradicional para medidas de FMR [29] permite realizar medidas, dos espectros de absorção devidos à ressonância ferromagnética, numa frequência fixa (determinada pela cavidade ressonante utilizada) enquanto é variado o campo externo aplicado sobre a amostra. A limitação de uma única frequência de medida é resolvida pelas técnicas de banda larga como a de FMR por analisador vetorial de de rede [30, 31] (VNA-FMR) e magnetometria pulsada, indutiva de micro-ondas [32, 31] (*Pulsed inductive microwave magnetometer* PIMM). Estas duas técnicas utilizam métodos indutivos, por meio de uma guia de onda, para gerar e detectar o sinal de FMR. Na técnica de VNA-FMR a guia de onda gera um campo de excitação de rádio frequência variável sobre a amostra, e a resposta é medida nas propriedades elétricas (parâmetros de espalhamento) do conjunto guia de onda e amostra medidas por um analisador vectorial de rede (VNA). No caso do PIMM o campo de excitação é gerado por meio de um pulso ultra curto (da ordem de pico segundos) de alta amplitude de voltagem injetado na guida de onda, a resposta e logo medida por um osciloscópio de alta taxa de amostragem que registra a voltagem gerada pelas oscilações da magnetização da amostra. O efeito da FMR também é observado em medidas de magneto-impedância [33]. Neste caso, uma corrente elétrica AC circula dentro da amostra e quando a frequência desta corrente é próxima da frequência de FMR do material é observada uma grande variação na impedância da amostra. Outras técnicas, com medidas não elétricas, de caraterização de FMR são: espalhamento de luz Brillouin [29] (BLS), ressonância magnética detectada por raios-X [34, 35] (XDMR), Microscopia de força por ressonância magnética [36] (MRFM) e Magnetometria por efeito Kerr magneto óptico (MOKE) adaptada para medidas de FMR [37, 38, 35].

Um dos dispositivos com maior interesse na pesquisa de dinâmica da magnetização são os nano osciladores de torque por transferência de spin. Estes dispositivos são baseados em vál-

vulas de spin ou junções magnéticas por efeito túnel (MTJ). Uma válvula de spin é um dispositivo composto tipicamente por duas camadas ferromagnéticas condutoras separadas por uma camada espaçadora não magnética (NM). A direção da magnetização de uma das camadas magnéticas está fixada (ou pinada) por meio do efeito de exchange bias produto do acoplamento na interface de um ferromagneto (FM) e um antiferromagneto (AFM). A outra camada fica livre com a possibilidade de girar a direção da sua magnetização na direção de um campo externo aplicado ao dispositivo. A orientação relativa entre as camadas livre e pinada leva ao variação na resistência elétrica no dispositivo, devido ao efeito de GMR o qual é o espalhamento dos elétrons, dependente do spin, em interfaces de materiais FM/NM. A válvula de spin exibe uma alta resistência elétrica quando as magnetizações estão no estado antiparalelo, uma baixa resistência elétrica na configuração paralela e uma dependência linear da resistência elétrica em função do ângulo das magnetizações quando estas estão perto do estado ortogonal. As MTJs são dispositivos com configuração similar a uma válvula de spin, com a diferença que as camadas livre e pinada estão separadas por uma barreira de um óxido não condutor, com espessura adequada para permitir o tunelamento de elétrons através desta. Nas MTJ a magnetorresistência observada é devido a efeito de tunelamento dependente do spin. Em 1996 foi previsto teoricamente o efeito de torque por transferência de spin (STT) por Berger [39] e Slonczewski [40].

A confirmação experimental da manipulação das configurações magnéticas e da excitação de ondas de spin por correntes de spin polarizadas foi obtida no final do século passado com a injeção de corrente tanto em contatos pontuais [41, 42, 9] como em sistemas litografados [43, 44]. Posteriormente, em 2003 foi demonstrado a geração de micro-ondas num nano oscilador [8], constituído por uma válvula de spin litografada em um pilar de dimensões de 130nm x 70nm , excitado por corrente DC, devido a o efeito de STT. Este foi o primeiro dispositivo STNO. As pequenas dimensões do pilar foram necessárias para obter a densidade de corrente critica ($10^7\,\mathrm{A/cm^2}$) para gerar as oscilações. Em 2004 foi demostrado um oscilador utilizando um contato pontual num filme contínuo [45] para obter a densidade de corrente necessária. Em 2005 foram observadas as oscilações em medidas no domínio temporal [20] mostrando a coerência

das oscilações geradas. A geração de micro-ondas nos STNOs é produto tanto do efeito de magnetorresistência e do STT. Os STNOs estão constituídos por uma válvula de spin ou uma MTJ, onde a camada pinada serve como elemento polarizador da corrente DC aplicada, que logo pelo efeito de STT atua sobre a camada livre gerando oscilações na sua magnetização, na frequência de FMR desta camada. Estas oscilações geram uma variação da resistência elétrica no pilar. Devido à corrente DC atravessando o pilar, esta variação de resistência elétrica e observada como uma componente oscilatória da voltagem no pilar.

As válvulas de spin e as MTJ são dispositivos de grande importância tecnológica devido a suas aplicações em sensores de campo magnético e memórias magnéticas. Para melhorar as características técnicas destes dispositivos, a estrutura básica de duas camadas magnéticas: livre e pinada, tem sido substituída por estruturas de antiferromagnetos sintéticos (SAF) [46, 47] e ferromagnetos sintéticos (SyF) [48]. Estas estruturas sintéticas se baseiam no acoplamento entre duas camadas FM através de um espaçador metálico pelo efeito RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) [49, 50, 51]. O uso de SAFs em substituição da camada pinada [52, 53] traz como vantagens o incremento do campo acoplamento de troca e da estabilidade térmica, e também permite manipular o momento magnético remanente de esta parte do sistema evitando o acoplamento dipolar da camada livre. O uso de sistemas sintéticos como substituição da camada livre [54, 55] permite reduzir o seu momento magnético efetivo incrementando a sensibilidade ao campo externo. Estas camadas sintéticas são, também, geralmente utilizadas nos STNOs [48, 22]. Dispositivos com estrutura similar aos STNOs também podem ser usados como diodos por spin torque [56] onde uma voltagem continua é gerada devido à injeção de uma corrente de micro-ondas no dispositivo.

A FMR tem também um papel muito importante no efeito Hall de spin (SHE) e no efeito Hall de spin inverso (ISHE) induzido por bombeamento de spin, gerado pela precessão da magnetização em ressonância ferromagnética numa interface de material ferromagnético e um material normal, com aplicações em dispositivos como auto osciladores baseados no SHE [57] [58]

1.2. Esta tese

O presente trabalho apresenta no segundo capítulo uma revisão teórica dos fundamentos necessários para a compreensão dos fenômenos que regem a dinâmica de magnetização em materiais ferromagnéticos. Inicialmente são apresentadas as diferentes contribuições energéticas para a energia livre de um sistema ferromagnético e é mostrado como calcular o estado magnético da amostra a partir da energia livre na aproximação do sistema magnético como um conjunto de macro-spins. Na sequencia é apresentada a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert que descreve a dinâmica da magnetização dos sistemas magnéticos, é e feita uma pequena revisão dos mecanismo de amortecimento que contribuem ao termo de amortecimento fenomenológico dentro desta equação.

No terceiro capítulo é introduzido um modelo semi-analítico desenvolvido neste trabalho com o fim de reproduzir por meio de cálculos numéricos as propriedades observadas nas curvas de magnetização (M vs. H) e nas medidas de ressonância ferromagnética de banda larga para os diversos sistemas magnéticos estudados nesta tese. O modelo é baseado na equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) resolvida no marco da aproximação de macro-spin com um numero arbitrário de elementos magnéticos que interagem entre eles. Os resultados obtidos, além de permitir a comparação direta dos dados experimentais com os simulados, oferecem valiosa informação dos processos estáticos e dinâmicos de cada um dos spins do sistema independentemente. Estas características especificas do modelo permitem uma melhor compreensão dos sistemas estudados e facilitam o entendimento das propriedades que devem ser modicadas para conseguir um comportamento especifico destes sistemas.

Nos capítulos 4 e 5 são apresentadas as técnicas experimentais utilizadas nesta tese. O capítulo 4 é dedicado às técnicas de fabricação de amostras e caracterização das suas propriedades magnéticas estáticas, enquanto o capítulo 5 é descrita detalhadamente a implementação da técnica de VNA-FMR realizada para este trabalho.

No sexto capítulo são apresentados os estudos realizados nos sistemas de filmes finos baseados em *Permalloy* (NiFe), utilizando a técnica de VNA-FMR. Inicialmente são apresentados os

resultados de sistemas baseados em filmes de NiFe depositados entre duas camadas de material não magnético (NM), compostas por Ta, Ti, Au, Pt, Ru ou Cu. Nestes sistemas são analisados os efeitos das interfaces NM/NiFe/NM nas anisotropias magnéticas induzidas na amostra, e na largura de linha e o parâmetro de amortecimento, medidos em função da frequência. Finalmente são estudados sistemas tipo válvulas de spin (NiFe/NM/NiFe/IrMn). Variando o material do espaçador NM (Cu ou Ru), e a sua espessura (de 0.5 nm ate 10 nm) é controlando o acoplamento entre as magnetizações das camadas de NiFe. É observado que o acoplamento entre as camadas modifica as amplitudes dos picos de absorção e a forma das relações de dispersão deste tipo de sistemas. Os fenômenos observados são descritos corretamente aplicando o modelo descrito no capítulo 3

No último capítulo são apresentadas as conclusões desta tese e as perspectivas para trabalhos complementares.

2. Materiais magnéticos nanoestruturados e dinâmica de magnetização

Neste capítulo é feita uma breve revisão dos conceitos teóricos relevantes para esta tese. Na primeira seção é discutido o conceito de magnetização e a sua relação com o momento angular. Na seguinte seção são apresentadas as diferentes contribuições energéticas para a energia livre de um sistema ferromagnético e é mostrado como calcular o estado magnético da amostra a partir da energia livre na aproximação do sistema magnético como um conjunto de macro-spins. Na sequencia é apresentada a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert que descreve a dinâmica da magnetização dos sistemas magnéticos, é e feita uma pequena revisão dos mecanismo de amortecimento que contribuem ao termo de amortecimento fenomenológico dentro desta equação.

2.1. Materiais magnéticos

Os materiais magnéticos podem ser representados como um conjunto de momentos magnéticos [59] ou spins que interagem entre eles e/ou com um campo magnético externo $\vec{H}$. O tipo de interação destes spins, entre eles ou com o campo externo, leva aos diferentes tipos de magnetismo como: diamagnetismo, paramagnetismo ferromagnetismo e anti-ferromagnetismo entre outros. Nesta tese estamos interessados unicamente nos materiais ferromagnéticos (FM) e anti-ferromagnéticos (AFM) nos quais os spins interagem fortemente entre eles por meio da interação de troca, fazendo que se alinhem espontaneamente de forma paralela para materiais ferromagnéticos ou anti-paralela para anti-ferromagnéticos.

Desde o ponto de vista microscópico um material magnético esta constituído por um conjunto de spins $\vec{S}_i$ nas posições $\vec{r}_i$ dentro do material. Estes spins geram um momento magnético

efetivo que pode ser descrito em termos de um campo vetorial chamado magnetização $\vec{\boldsymbol{M}}_{(\vec{r})}$ o qual caracteriza completamente o estado magnético do material e representa a densidade de momento magnético por unidade de volumem dentro do material. A magnetização local esta relacionada com o spin $\vec{S}$ na posição do íon magnético $\vec{r}$ pela seguinte expressão [60]:

$$\vec{\mathbf{M}}_{(\vec{r})} = g\mu_B \vec{S}_{(\vec{r})}/\Omega_{(\vec{r})} \tag{2.1}$$

onde g é o fator de Landé, μ_B é o magneton de Bohr e $\Omega_{(\vec{r})}$ é o volume atômico por íon magnético. Esta expressão pode ser reescrita em termos do fator giromagnético $\gamma = g\mu_B$ o qual relaciona a magnetização com o momento angular por unidade de volumem $\vec{\mathbf{L}}/V$

$$\vec{\mathbf{M}}_{(\vec{r})} = \gamma \frac{\vec{\mathbf{L}}}{V} \tag{2.2}$$

Num material ferromagnético, a intensidade da magnetização $\vec{\mathbf{M}}$ local é sempre a magnetização de saturação M_S característica do material. A magnetização fica definida então somente pela sua direção, dada pelo campo vetorial $\vec{\boldsymbol{m}}$ com $\|\vec{\boldsymbol{m}}\| = 1$.

$$\vec{\mathbf{M}}_{(\vec{r})} = M_s \vec{\boldsymbol{m}}_{(\vec{r})} \tag{2.3}$$

2.2. Energia livre magnética

O comportamento de uma amostra ferromagnética em função do campo magnético pode ser explicado analisando a sua energia livre [59, 61, 60, 62]. Esta energia livre pode ser expressa como a soma das contribuições energéticas dependentes da magnetização. As contribuições de interesse para este trabalho são: a energia de troca; a energia de anisotropia; e a energia magnetostática. Quando o sistema é composto por mais de um elemento magnético, também devem ser levadas em conta as energias de interação entre os diferentes elementos. Entre elas temos: a energia de troca por contato entre um FM e um AFM; e a energia de acoplamento entre dois FM que pode ser por interação Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida, acoplamento dipolar ou interação de troca.

Nas seguintes subseções serão descritas os diferentes termos de energias que contribuem à energia livre magnética. O interesse desta descrição não é a de fazer uma profunda revisão teórica da física envolvida nestes sistemas, mas de descrever os termos de energia de tal forma que

possam ser utilizados num modelo numérico que reproduza as características do sistema. Para tal fim, em alguns casos, serão utilizadas aproximações fenomenológicas para obter expressões matemáticas utilizáveis no modelo, e será feito um esforço em explicar a origem e o alcance destas aproximações.

2.2.1. Energia de troca

A energia de troca é produto de uma interação eletrostática de origem quântica. Na interação entre átomos vizinhos, esta interação tende a orientar o spin eletrônico dos átomos de forma paralela ou antiparalela. No cálculo quântico da energia envolvida existe uma certa integral de energia J cujo sinal algébrico dá a orientação dos spins.

$$E_{\text{troca}} = -2\sum_{i\neq j} J_{ij}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \tag{2.4}$$

Onde S é o spin dos átomos da rede. Esta interação é usualmente de curto alcance. Se apenas as interações entre os vizinhos mais próximos são consideradas, então a densidade de energia de troca pode ser escrita como [60]:

$$e_{\text{troca}} = -2J_0S^2\frac{1}{\Omega}\sum_{i\neq j}\vec{\boldsymbol{m}}_i \cdot \vec{\boldsymbol{m}}_j \tag{2.5}$$

onde a soma do produto vetorial das direções $\vec{\boldsymbol{m}}_i$ e $\vec{\boldsymbol{m}}_j$ dos momentos magnéticos é efetuada somente para os primeiros vizinhos. O valor de J_0 define o tipo de ordenamento magnético do material. No caso dos materiais FM $J_0 > 0$, e os spins tendem a se orientar de forma paralela. Quando $J_0 < 0$ o material é um AFM.

Para o caso de materiais isotrópicos ou com redes cúbicas, a energia de troca pode ser expressa em função do campo continuo da direção da magnetização $\vec{\boldsymbol{m}}$ como [63]

$$e_{\text{troca}} = A(\nabla\vec{\boldsymbol{m}})^2 \tag{2.6}$$

onde A é a constante de dureza de troca, "exchange stiffness" (de dimensão erg/cm) que é, no caso de uma rede cubica simples, função da integral de troca J_0, do número de átomos de uma célula unitária da rede n, do parâmetro de rede a e do spin dos átomos da rede S

$$A = \frac{nJ_0S^2}{a} \tag{2.7}$$

2.2.2. Energia de anisotropia

A energia num material magnético pode depender da orientação da magnetização em relação a um eixo ou vários eixos preferenciais de magnetização. A densidade e_K por unidade de volume desta energia pode ser modelada usando a seguinte expressão matemática:

$$e_K = -K_1 \frac{1}{M_S^2}(\vec{\mathbf{M}} \cdot \vec{\mathbf{u}}_1)^2 - K_2 \frac{1}{M_S^4}(\vec{\mathbf{M}} \cdot \vec{\mathbf{u}}_2)^4 - \cdots \tag{2.8}$$

onde os valores K_i são as constantes de anisotropia com unidades de erg/cm^3, e os vetores unitários $\mathbf{u_i}$ definem os eixos preferenciais de magnetização.

Em materiais policristalinos, esta energia é resultado de diferentes fatores, entre eles: a anisotropia magneto cristalina do material, a textura do material, as possíveis tensões internas e o defeitos dentro do material.

Quando esta anisotropia é pequena, o material é considerado magneticamente macio. Nos materiais magnéticos, macios ou não, uma anisotropia efetiva pode ser induzida explicitamente por algum tipo de processo, entre eles: a aplicação de campo magnético durante a produção ou durante o tratamento térmico do material; e a deposição do material com subtrato em movimento. Esta anisotropia induzida pode ser descrita por uma anisotropia efetiva, usualmente natureza de uniaxial e pode ser descrita pelo primeiro termo da equação 2.8. Com o fim de poder comparar a contribuição desta energia com as outras energias envolvidas no sistema, é conveniente definir um campo de anisotropia uniaxial $\mathrm{H_K} = 2\frac{K_1}{M_S}$. Logo, a densidade de energia pode ser expressa como:

$$e_K = -\frac{1}{2}\mathrm{H_K} M_S (\vec{\boldsymbol{m}} \cdot \vec{\mathbf{u}}_\mathrm{k})^2 \tag{2.9}$$

onde $\vec{\mathbf{u}}_\mathrm{k}$ é o vetor unitário que define a direção do eixo de anisotropia.

Nas curvas de magnetização (M vs. H) de uma amostra magnética descrita somente por uma anisotropia uniaxial, o campo $\mathrm{H_K}$ é igual ao campo coercivo, e ao campo de saturação, quando campo externo é aplicado ao longo ou perpendicular ao eixo de anisotropia respectivamente.

2.2.3. Energia magnetostática

A energia magnetostática tem origem na interação da magnetização da amostra com o campo magnético gerado por ela mesma, e também com o campo magnético externo aplicado. Esta energia pode ser dividida em duas partes, a *energia do campo externo ou energia de Zeeman* e a *energia do campo desmagnetizante*

A energia de Zeeman é devida à interação entre a magnetização $\vec{\mathbf{M}}$ da amostra e o campo externo $\vec{\mathbf{H}}$. A densidade local por unidade de volume da energia de Zeeman é:

$$e_{\text{Zeeman}} = -\vec{\mathbf{H}} \cdot \vec{\mathbf{M}} \tag{2.10}$$

A energia do campo desmagnetizante E_{demag} está relacionada ao campo gerado pela própria magnetização da amostra, conhecido como campo desmagnetizante $\vec{\mathbf{H}}_d$ [63]

$$E_{\text{demag}} = \frac{1}{2}\int_{\infty} \vec{\mathbf{H}}_d^2 dV = -\frac{1}{2}\int_{amostra} \vec{\mathbf{H}}_d \cdot \vec{\mathbf{M}} dV \tag{2.11}$$

o problema para o cálculo desta energia está no cálculo do próprio campo desmagnetizante, que depende da geometria da amostra e a configuração dos domínios magnéticos dentro de ela.

Para um elemento uniformemente magnetizado, a energia desmagnetizante pode ser calculada utilizando os factores desmagnetizante obtidos da geometria da amostra. Estes factores η_x, η_y e η_z, com $\eta_x + \eta_y + \eta_z = 4\pi$ relacionam o campo desmagnetizante com a magnetização da amostra em cada um dos eixos $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$ e $\hat{\mathbf{z}}$.

$$\vec{\mathbf{H}}_d = -\eta_x(\vec{\mathbf{M}} \cdot \hat{\mathbf{x}})\hat{\mathbf{x}} - \eta_y(\vec{\mathbf{M}} \cdot \hat{\mathbf{y}})\hat{\mathbf{y}} - \eta_z(\vec{\mathbf{M}} \cdot \hat{\mathbf{z}})\hat{\mathbf{z}} \tag{2.12}$$

Este campo desmagnetizante é uniforme dentro de um elemento magnético somente se este elemento tem geometria de elipsoide. Mas no caso geral, enquanto a magnetização uniforme podem ser calculados fatores desmagnetizantes para diferentes geometrias [64, 65]. Nesta aproximação, a densidade de energia desmagnetizante por unidade de volume, pode ser expressa como:

$$e_{\text{demag}} = \eta_x(\vec{\mathbf{M}} \cdot \hat{\mathbf{x}})^2 + \eta_y(\vec{\mathbf{M}} \cdot \hat{\mathbf{y}})^2 + \eta_z(\vec{\mathbf{M}} \cdot \hat{\mathbf{z}})^2 \tag{2.13}$$

2.2.4. Interação de contato FM / AFM

O contato entre um material ferromagnético e um material anti-ferromagnético leva ao acoplamento das suas magnetizações por meio de uma interação de troca. A principal manifestação deste fenômeno é o deslocamento em campo da curva de magnetização (M vs. H) de amostras que apresentam este tipo de sistema, este deslocamento é associado a um campo de interação de troca ou campo de *exchange-bias*. Este tipo de amostras usualmente apresenta também um deslocamento em frequência das frequências de ressonância em função do campo externo (f_R vs. H), efeito associado a um campo de anisotropia rodável.

Em materiais policristalinos, estes fenômenos são bem descritos pelo modelo apresentado por Harres e Geshev [66]. Este modelo considera a interação do FM com dois tipos de grãos interfaciais no AFM. Estes grãos que são classificados, de acordo a sua anisotropia e ao acoplamento com o FM. A energia de acoplamento resultante para cada grão pode ser descrita como:

$$E_{\mathrm{FM/AFM}} = -J_{\mathrm{FM/AFM}} S(\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{FM}} \cdot \vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{AFM}}) \tag{2.14}$$

onde $J_{\mathrm{FM/AFM}}$ é a constante de acoplamento, S a superfície efetiva de contato entre o grão e o FM, e $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{AFM}}$ a direção da magnetização do AFM na camada superficial do grão.

Os grãos do AFM com anisotropia forte são classificados como grãos estáveis, estes são responsáveis pelo campo de *exchange-bias*. Nestes grãos, a anisotropia fixa $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{AFM}}$ numa direção específica, logo o magnetização do FM tenta se orientar na mesma direção. A soma da interação de todos os grãos estáveis da origem a uma anisotropia unidirecional efetiva, o termo de densidade de energia relacionado é

$$e_{\mathrm{EB}} = -\mathrm{H}_{\mathrm{EB}} M_S (\vec{\boldsymbol{m}} \cdot \vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{EB}}) \tag{2.15}$$

onde $\vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{EB}}$ é a direção da anisotropia unidirecional, e H_{EB} é o campo efetivo desta anisotropia, ou campo de *exchange-bias*.

Para o caso de grãos com baixa anisotropia, $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{AFM}}$ é livre de girar seguindo à magnetização do FM. O ângulo entre $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{AFM}}$ e $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{FM}}$ depende da relação entre a anisotropia do grão e o acoplamento com o FM, e depende também da história magnética da amostra. Quando um grão tem uma anisotropia muito baixa, $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{AFM}}$ se orienta na mesma direção que $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{FM}}$, o efeito

coletivo deste tipo de grãos da origem a uma anisotropia rodável, e a densidade de energia associada é descrita por:

$$e_{\mathrm{RA}} = -\mathrm{H}_{\mathrm{RA}} M_S(\vec{\boldsymbol{m}} \cdot \vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{RA}}) \tag{2.16}$$

com $\vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{RA}} \simeq \vec{\boldsymbol{m}}$, e um campo efetivo de anisotropia dado por H_{RA}. Os efeitos deste tipo de anisotropia podem ser observados em medidas de dinâmica de magnetização como o deslocamento em frequência nas curvas ($\mathrm{f_R}$ vs. H). Para medidas estáticas (M vs. H) os efeitos dependem do tipo de medida. Não é observado nenhum efeito quando o ângulo de $\vec{\boldsymbol{m}}$ varia gradualmente, mas quando a direção de $\vec{\boldsymbol{m}}$ é invertida abruptamente, é observado um incremento no campo necessário para esta inversão. Neste sentido, a anisotropia rodável é responsável pelo incremento no campo coercivo em amostras que exibem o efeito de *exchange-bias*.

2.2.5. Interação entre dois elementos ferromagnéticos

Existem vários mecanismos para acoplamento ou interação entre dois elementos ferromagnéticos. Um mecanismo a destacar é a *interação dipolar*, mediada pelo campo magnético gerado pela magnetização de cada elemento, esta interação é de longo alcance e depende da geometria dos elementos e da distribuição espacial entre eles. Para o caso de filmes finos de materiais FM separados por um espaçador metálico ou não, os mecanismos de acoplamentos relevantes são: *Interação de troca*, quando o elementos se encontram em contato direto, seja em toda a superfície dos elementos, ou por falhas ("pin-holes") no espaçador; *Interação de Neel*, também conhecida como interação *Orange peel*, observada quando a rugosidade das superfícies gerá cargas magnéticas nesta, que ficam acopladas por interação dipolar. *Interação de Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida* (RKKY), que para o caso de espaçadores metálicos, as camadas interatuam por magnetismo itinerante mediado pelos elétrons de condução que atravessam o espaçador entre as duas camadas magnéticas.

A densidade de energia magnética, por unidade de superfície, relacionada a este tipo de interações, para dois elementos com magnetização $\vec{\mathbf{M}}_A$ e $\vec{\mathbf{M}}_B$, pode ser descrita pelos termos

de energia de acoplamento bipolar e acoplamento biquadratico.

$$e_{\text{Int}} = -J_1 \frac{\vec{\mathbf{M}}_A \cdot \vec{\mathbf{M}}_B}{M_S^A M_S^B} + J_2 \left(\frac{\vec{\mathbf{M}}_A \cdot \vec{\mathbf{M}}_B}{M_S^A M_S^B} \right)^2 \tag{2.17}$$

onde J_1 e J_2 são as constantes de interação bipolar e biquadratica respetivamente.

2.2.6. Calculo do estado magnético a partir da energia livre. Modelo de macro spin

O estado magnético de um sistema fica determinado ao conhecer a direção e o sentido de cada um dos spins que constituem o sistema. Este estado pode modificado ao se variar a intensidade do campo magnético externo aplicado ou o ângulo deste campo com relação aos eixos de anisotropia presentes no sistema.

Nesta subseção será explicado como obter o estado de equilíbrio magnético em função do campo externo para sistemas que podem ser aproximados como um conjunto de macro spins. Na aproximação de macro spins o sistema é constituído por um conjunto de elementos ferromagnéticos, cada um deles com magnetização de saturação M_S, volume v e a magnetização uniforme dentro do volume todo de cada elementos. Momento magnético total de cada elemento fica determinado por $\vec{\mathbf{m}} = vM_S\vec{\boldsymbol{m}}$ onde $\vec{\boldsymbol{m}}$ é o vetor unitário indicando a direção e o sentido da magnetização. Expressado em coordenadas esféricas, os vetores $\vec{\boldsymbol{m}}$ ficam determinados somente por dois parâmetros, os ângulos polar θ e azimutal φ,

$$\vec{\boldsymbol{m}} = cos\varphi \sin\theta\hat{x} + \sin\varphi \sin\theta\hat{y} + \cos\theta\hat{z} \tag{2.18}$$

portanto, o estado magnético fica determinado ao se conhecer os valores de θ e φ para todos os elementos do sistema.

Na aproximação de macro spins, para um sistema onde são conhecidas as anisotropias e as interações entre os elementos magnéticos, a energia livre E do sistema pode ser expressa como uma função do campo externo H e dos ângulos θ, φ que definem a direção da magnetização de cada elemento do sistema. O estado de equilíbrio é dado quando o valor de E atinge um valor mínimo.

Para calcular os ângulos de equilíbrio φ e θ de cada macro spin, ao longo da curva de magnetização, considerado-se inicialmente que o sistema está em estado saturado para um

campo H o suficientemente alto, isto é que todos os spins estão na mesma direção que o campo H. Em seguida, o campo H é variado gradualmente em passos pequenos ao longo de todo o ciclo de magnetização. Para cada valor de campo um novo conjunto de valores φ e θ é obtido tal que estes minimizem localmente a energia livre E. Este mínimo deve ser o mínimo local mais próximo da energia do estado magnético do passo de campo anterior.

Para obter uma curva de magnetização (M vs. H) a componente da magnetização deve ser calculada ao longo da direção do campo aplicado.

$$M_{\mathrm{M\,vs.\,H}} = M_S(\cos\theta_H \cos\theta + \cos(\varphi - \varphi_H)\sin\theta_H \sin\theta) \tag{2.19}$$

onde θ_H e φ_H são os ângulos que definem a direção do campo H.

2.3. Dinâmica de magnetização

A dinâmica de magnetização de um material ferromagnético é governada pela chamada equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [67].

$$\frac{d\vec{\mathbf{M}}}{dt} = -\gamma(\vec{\mathbf{M}} \times \vec{\mathbf{H}}_{\mathrm{ef}}) + \frac{\alpha}{M_S}\left(\vec{\mathbf{M}} \times \frac{d\vec{\mathbf{M}}}{dt}\right) \tag{2.20}$$

esta equação descreve a variação da magnetização devido ao torque magnético ($\vec{\mathbf{M}} \times \vec{\mathbf{H}}_{\mathrm{ef}}$) criado pelo campo efetivo $\vec{\mathbf{H}}_{\mathrm{ef}}$ que atua sobre a magnetização. A equação inclui também um termo de dissipação caracterizado por uma constante adimensional fenomenológica α conhecida como a constante de amortecimento de Gilbert.

O campo efetivo $\vec{\mathbf{H}}_{\mathrm{ef}}$ pode ser calculado a partir da densidade de energia livre e_{Total} do sistema

$$\vec{\mathbf{H}}_{\mathrm{ef}} = -\frac{\partial e_{\mathrm{Total}}}{\partial \vec{\mathbf{M}}} \tag{2.21}$$

As soluções da equação de LLG mostram que quando o sistema magnético encontra-se fora do equilíbrio, o vetor magnetização descreve um movimento de precessão em torno da sua posição de equilíbrio. Se não existe nenhuma força que mantenha o sistema fora do equilíbrio, a parte oscilante do vetor magnetização oscila com a frequência natural do sistema, e sua amplitude diminui exponencialmente com uma taxa proporcional ao parâmetro de amortecimento

α. Quando a magnetização é forçada a oscilar numa dada frequência, por exemplo pela ação de um campo externo de radiofrequência, a amplitude e fase parte oscilante do vetor magnetização dependem do parâmetro de amortecimento, assim como da diferença da frequência natural do sistema e a frequência do campo de excitação. Quando estas duas frequências são iguais, a amplitude de oscilação é máxima, e o sistema se encontra na condição de ressonância ferromagnética.

As soluções analíticas para a equação de LLG são possíveis somente para alguns casos específicos. No capítulo 3 são apresentadas soluções semi-analíticas desta equação, aplicáveis a um grande conjunto de sistemas magnéticos. É discutido também como utilizar estas soluções para obter quantidades comparáveis diretamente com os dados experimentais.

Na literatura podemos achar algumas soluções muito importantes aplicáveis a sistemas magnéticos simples. A fórmula obtida da abordagem de Smith-Beljers [68] relaciona a frequência de ressonância f_{R} com a curvatura da densidade de energia livre e do sistema, em função dos ângulos polar θ e azimutal φ da magnetização, com posições de equilíbrio θ_0 e φ_0

$$2\pi f_{\mathrm{R}} = \omega_R = \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}} \frac{\gamma}{M_S \sin\theta_0} \sqrt{\frac{\partial^2 e}{\partial\theta^2}\frac{\partial^2 e}{\partial\varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 e}{\partial\theta\partial\varphi}\right)^2}\Bigg|_{\theta=\theta_0,\varphi=\varphi_0} \tag{2.22}$$

Esta expressão tem evoluído como o método padrão para determinar o a frequência de precessão da magnetização.

2.3.1. Susceptibilidade magnética

A susceptibilidade magnética $\boldsymbol{\chi}$ é a relação entre a magnetização $\vec{\mathbf{M}}$ de um sistema e o campo magnético $\vec{\mathbf{H}}$. No caso de amostras ferromagnéticas o valor de $[\boldsymbol{\chi}]$ depende da historia magnética da amostra, e devido às anisotropias magnéticas, é necessário descrever-la mediante um tensor que relacione as três componentes de $\vec{\mathbf{M}}$ e $\vec{\mathbf{H}}$

$$\vec{\mathbf{M}} = [\boldsymbol{\chi}]\vec{\mathbf{H}} \tag{2.23}$$

para o estudo da dinâmica de magnetização é conveniente analisar a parte dinâmica de $[\boldsymbol{\chi}]$, que relaciona a variação temporal da magnetização com a variação temporal no campo magnético.

O tensor que faz esta relação é a susceptibilidade diferencial $[\boldsymbol{\chi}]_{\text{dif}} = \frac{d\vec{\mathbf{M}}}{d\vec{\mathbf{H}}}$

$$\frac{d\vec{\mathbf{M}}}{dt} = [\boldsymbol{\chi}]_{\text{dif}} \frac{d\vec{\mathbf{H}}}{dt} \tag{2.24}$$

2.4. Mecanismos de relaxação

Os processos de relaxação da magnetização num sistema magnético tentam levar este ao estado de equilíbrio termodinâmico. No entanto, se existem forças externas que excitam continuamente algum dos modos de oscilação do sistema, este ficará num estado estável de não-equilíbrio. Os processos de relaxação determinaram, neste caso, os parâmetros de dissipação das oscilações forçadas da magnetização do sistema.

Os processos de relaxação podem resultar na redistribuição da energia entre os modos de oscilação do sistema magnético (processos entre mágnons), ou na excitação de outros sistemas presentes no material como os portadores de carga ou a rede cristalina. Finalmente o mecanismo de dissipação da energia é, principalmente, o aquecimento da rede cristalina do material (criação de fônons). As contribuições de todos estes processos determinam o valor efetivo da constante de amortecimento α_{ef} na equação de LLG. Este valor pode ser determinado a partir da largura de linha em campo (ΔH) ou frequência (Δf) em medidas de FMR, ou da constante de atenuação τ da amplitude das oscilações em medidas temporais.

Os mecanismos de relaxação que são produto das propriedades intrínsecas do material são chamados mecanismos intrínsecos, e entre eles destacam-se: a geração de correntes induzidas pela oscilação da magnetização em materiais condutores [69], a interação direta entre mágnons e fônons [70], o espalhamento por portadores de carga [71], e os mecanismos de três ou quatro mágnons. Existem também mecanismos de relaxação extrínsecos que são muito importantes em sistemas de filmes finos, entre eles: o mecanismo de espalhamento de dois mágnons [72], com origem nos defeitos superficiais ou defeitos interfaciais, e o mecanismo de bombeamento de spin (*spin pumping*) em interfaces FM/NM [73], que é produto da difusão de correntes de spin nas camadas não magnéticas adjacentes.

A largura de linha medida experimentalmente é produto dos diferentes mecanismos de rela-

xação. Quando medida em campo (ΔH) esta largura de linha pode ser separada em diferentes contribuições dependendo da sua dependência com a frequência de medida. As contribuições que tem uma dependência linear com a frequência são usualmente agrupadas num termo chamado largura de linha de Gilbert (ΔH_{Gilb}) [74], devido a que este tipo de dependência e descrito pela equação de LLG quando o parâmetro de amortecimento é uma constante α_{Gilb}.

$$\Delta H_{\mathrm{Gilb}}(\omega) \propto \omega\, \alpha_{\mathrm{Gilb}} \tag{2.25}$$

os mecanismos que levam a este tipo de dependência são os mecanismos intrínsecos, assim como o mecanismo de bombeamento de spin.

Por outro lado, do mecanismo de relaxação de dois mágnons é esperada uma dependência não linear entre a largura de linha e a frequência. A contribuição deste mecanismo $\Delta H_{2\mathrm{mag}}$ para a largura de linha total é dada por [74, 75]

$$\Delta H_{2\mathrm{mag}}(\omega) \propto \sin^{-1}\sqrt{\frac{(\omega^2 + (\omega_0/2)^2) - (\omega_0/2)^2}{(\omega^2 + (\omega_0/2)^2) + (\omega_0/2)^2}} \tag{2.26}$$

onde $\omega_0 = \gamma(4\pi M_S + H_S)$ com H_S sendo o campo de anisotropia superficial

No cálculo da largura de linha também devem ser tomadas em conta as uniformidades nas anisotropias magnéticas que levam à superposição de oscilações com frequências ligeiramente diferentes e ao efetivo alargamento das larguras de linha observadas experimentalmente. Esta contribuição ΔH_0 pode ser considerada como constante e independente da frequência e pode ser obtida da extrapolação das medidas de ΔH para frequência igual a zero.

3. Modelo semi-analítico

Neste capítulo é introduzido um modelo semi-analítico desenvolvido com o fim de reproduzir por meio de cálculos numéricos as propriedades observadas nas curvas de magnetização (M vs. H) e nas medidas de ressonância ferromagnética de banda larga para os diversos sistemas magnéticos estudados nesta tese. O modelo é baseado na equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) resolvida no marco da aproximação de macro-spin com um numero arbitrário de elementos magnéticos que interagem entre eles. Os resultados obtidos, além de permitir a comparação direta dos dados experimentais com os simulados, oferecem valiosa informação dos processos estáticos e dinâmicos de cada um dos spins do sistema independentemente. Estas características especificas do modelo permitem uma melhor compreensão dos sistemas estudados e facilitam o entendimento das propriedades que devem ser modicadas para conseguir um comportamento especifico destes sistemas.

Neste modelo é considerado que cada elemento magnético i é representado por um macrospin com vetor magnetização $\mathbf{M}^i = M_S^i \mathbf{m}^i$, onde M_S^i é a correspondente magnetização de saturação e $\mathbf{m}^i$ é o vetor unitário que representa a direção do macrospin. É considerado também que as propriedades dinâmicas do elemento magnético são caraterizadas pelo fator giromagnético γ^i e parâmetro de amortecimento de Gilbert α^i, e que cada um destes elementos magnéticos seguem, independentemente, a equação de LLG

$$\frac{d\mathbf{M}^i}{dt} = -\gamma^i(\mathbf{M}^i \times \mathbf{H}^i_{\text{eff}}) + \frac{\alpha^i}{M_S^i}(\mathbf{M}^i \times \frac{d\mathbf{M}^i}{dt}) \tag{3.1}$$

onde $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ é o campo efetivo sobre o elemento i.

Tomando um sistema de referência no laboratório definido pelo conjunto de vetores unitários $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$, a magnetização $\mathbf{M}^i$ pode ser escrita em coordenadas esféricas usando os ângulos polar

θ_i e azimutal φ_i

$$\mathbf{M}^i = M_S^i(\cos\varphi_i \sin\theta_i \hat{x} + \sin\varphi_i \sin\theta_i \hat{y} + \cos\theta_i \hat{z}) \tag{3.2}$$

isto permite reescrever a equação 3.1 como:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta_i}{dt} &= \frac{\gamma}{(1+\alpha_i^2)}(H_{\varphi_i} + \alpha_i H_{\theta_i}) \\ \sin\theta_i \frac{d\varphi_i}{dt} &= \frac{\gamma}{(1+\alpha_i^2)}(\alpha_i H_{\varphi_i} - H_{\theta_i}) \end{aligned} \tag{3.3}$$

ou em forma matricial:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \sin\theta_i \end{pmatrix} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \theta_i \\ \varphi_i \end{bmatrix} = \frac{\gamma}{(1+\alpha^2)} \begin{pmatrix} \alpha & 1 \\ -1 & \alpha \end{pmatrix} \begin{bmatrix} H_{\theta_i} \\ H_{\varphi_i} \end{bmatrix} \tag{3.4}$$

onde H_φ e H_θ são as componentes azimutal e polar do campo efetivo, que podem ser expressas em termos da energia livre E do sistema como:

$$\begin{aligned} H_{\theta_i} &= -\frac{1}{v_i}\frac{1}{M_S^i}\frac{\partial E}{\partial \theta_i} \\ H_{\varphi_i} &= -\frac{1}{v_i}\frac{1}{M_S^i \sin\theta_i}\frac{\partial E}{\partial \varphi_i} \end{aligned} \tag{3.5}$$

onde v_i o volume do elemento i.

Neste ponto é conveniente definir as matrizes $[\boldsymbol{\lambda}]_i$ e $[\boldsymbol{\nu}]_i$ dadas por:

$$[\boldsymbol{\lambda}]_i = \frac{\gamma_i}{(1+\alpha_i^2)\sin\theta_i} \begin{pmatrix} \alpha_i \sin\theta_i & \sin\theta_i \\ -1 & \alpha_i \end{pmatrix} \tag{3.6}$$

$$[\boldsymbol{\nu}]_i = \frac{-1}{M_S^i v_i} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sin\theta_i} \end{pmatrix} \tag{3.7}$$

logo a equação 3.4 pode ser escrita como:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \theta_i \\ \varphi_i \end{bmatrix} = [\boldsymbol{\lambda}]_{\boldsymbol{i}} [\boldsymbol{\nu}]_{\boldsymbol{i}} \begin{bmatrix} \partial E/\partial \theta_i \\ \partial E/\partial \varphi_i \end{bmatrix} \tag{3.8}$$

Cabe mencionar que a intenção de escrever equação de LLG nesta notação é a de arrumar o conjunto de equações de forma que cada uma de elas esteja relacionada a somente uma das coordenadas angulares de nosso sistema. Até agora, esta equação é válida independentemente para cada elemento magnético (ou macrospin) do nosso modelo. A possível interação magnética entre os elementos é introduzida no sistema através da energia E que depende de todos os valores

θ_i e φ_i que definem as direções da magnetização dos macrospins do sistema. Estas coordenadas angulares podem ser combinadas num vetor $\mathbf{\Omega}$ definido, para um sistema com n elementos, por:

$$\mathbf{\Omega} \equiv \begin{bmatrix} \theta_1 \\ \varphi_1 \\ \theta_2 \\ \varphi_2 \\ \vdots \\ \theta_n \\ \varphi_n \end{bmatrix} \tag{3.9}$$

Para evidenciar a dependência de E com as coordenadas angulares de todos os elementos do sistema, procedemos à expansão dos termos da energia em função de pequenas desviações $\delta\mathbf{\Omega}$, do vetor $\mathbf{\Omega}$, em torno das posições de equilíbrio do sistema $\mathbf{\Omega_0}$. ($\mathbf{\Omega} = \mathbf{\Omega_0} + \delta\mathbf{\Omega}$).

$$\frac{\partial E}{\partial \Omega_p} = \sum_q \frac{\partial^2 E}{\partial \Omega_p \partial \Omega_q} \delta\Omega_q \tag{3.10}$$

logo a equação 3.8 pode ser escrita como:

$$\frac{d\mathbf{\Omega}}{dt} = [\mathbf{\Lambda}][\mathbf{\Upsilon}][\mathbf{E_{\Omega\Omega}}]\delta\mathbf{\Omega} \tag{3.11}$$

onde as matrizes $[\mathbf{\Lambda}]$ e $[\mathbf{\Upsilon}]$ são matrizes diagonais por blocos formadas pela matrizes $[\boldsymbol{\lambda}]_i$ e $[\boldsymbol{\nu}]_i$ respetivamente

$$[\mathbf{\Lambda}] = \begin{pmatrix} [\boldsymbol{\lambda}]_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & [\boldsymbol{\lambda}]_2 & & \\ \vdots & & \ddots & \\ 0 & & & [\boldsymbol{\lambda}]_n \end{pmatrix} \quad [\mathbf{\Upsilon}] = \begin{pmatrix} [\boldsymbol{\nu}]_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & [\boldsymbol{\nu}]_2 & & \\ \vdots & & \ddots & \\ 0 & & & [\boldsymbol{\nu}]_n \end{pmatrix} \tag{3.12}$$

e a matriz $[\mathbf{E_{\Omega\Omega}}]$ é composta por elementos $E_{\Omega\Omega pq} = \frac{\partial^2 E}{\partial \Omega_p \partial \Omega_q}$, que em função das coordenadas angulares de cada elemento pode ser escrita como:

$$[\mathbf{E_{\Omega\Omega}}] = \begin{pmatrix} E_{\theta_1\theta_1} & E_{\theta_1\varphi_1} & E_{\theta_1\theta_2} & E_{\theta_1\varphi_2} & \dots & E_{\theta_1\theta_n} & E_{\theta_1\varphi_n} \\ E_{\varphi_1\theta_1} & E_{\varphi_1\varphi_1} & E_{\varphi_1\theta_2} & E_{\varphi_1\varphi_2} & \dots & E_{\varphi_1\theta_n} & E_{\varphi_1\varphi_n} \\ E_{\theta_2\theta_1} & E_{\theta_2\varphi_1} & E_{\theta_2\theta_2} & E_{\theta_2\varphi_2} & \dots & E_{\theta_2\theta_n} & E_{\theta_2\varphi_n} \\ E_{\varphi_2\theta_1} & E_{\varphi_2\varphi_1} & E_{\varphi_2\theta_2} & E_{\varphi_2\varphi_2} & \dots & E_{\varphi_2\theta_n} & E_{\varphi_2\varphi_n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ E_{\theta_n\theta_1} & E_{\theta_n\varphi_1} & E_{\theta_n\theta_2} & E_{\theta_n\varphi_2} & \dots & E_{\theta_n\theta_n} & E_{\theta_n\varphi_n} \\ E_{\varphi_n\theta_1} & E_{\varphi_n\varphi_1} & E_{\varphi_n\theta_2} & E_{\varphi_n\varphi_2} & \dots & E_{\varphi_n\theta_n} & E_{\varphi_n\varphi_n} \end{pmatrix} \tag{3.13}$$

Ao representar a matriz $[\mathbf{E_{\Omega\Omega}}]$ desta forma é possível observar facilmente cada bloco 2×2 na diagonal da matriz, da mesma forma que nas matrizes $[\mathbf{\Lambda}]$ e $[\mathbf{\Upsilon}]$, está relacionado a cada um dos spins do modelo. Os termos fora desta diagonal contem as derivadas da energia em função das coordenadas angulares de dois elementos diferentes. Estes últimos termos são então proporcionais somente aos parâmetros que caraterizam a interação entre estes elementos. No caso de elementos não interagentes, todos os termos fora da diagonal por blocos são zero. Portanto, as soluções para a equação 3.11 são independentes para cada bloco ou para cada elemento do modelo como é esperado. A análise das simetrias desta matriz e como estas influenciam nos resultados será realizada, com maior detalhe, nas seções posteriores.

A equação 3.11 descreve a dinâmica, em torno da posição de equilíbrio, de um sistema formado por um conjunto de elementos magnéticos interagentes. Esta equação pode ser abordada usando diferentes métodos dependendo da informação que seja necessária e do tipo de dinâmica do sistema. Uma possível abordagem é a solução por integração numérica, a qual brindaria informação no espaço temporal. No caso em que as magnetizações oscilem periodicamente em torno da sua posição de equilíbrio, é conveniente a abordagem do problema no espaço de frequências. Nas seguintes subseções, esta abordagem será utilizada para obter diferentes soluções da equação 3.11.

3.1. Frequências de ressonância

Uma propriedade muito importante dos sistemas em estudo, são as frequências naturais de ressonância ferromagnética ($\mathrm{f_r}$) dos spins que descrevem o sistema. Estas frequências podem ser obtidas da equação 3.11 considerando que o vetor $\mathbf{\Omega}$, oscila em torno da posição de equilíbrio de forma periódica $\delta\mathbf{\Omega} \propto e^{j\omega_r t}$, na frequência de ressonância $2\pi \mathrm{f_r} = \mathrm{Re}[\omega_r]$. Neste caso, a equação 3.11 toma a forma conhecida de um sistema de autovalores.

$$[\mathbf{\Lambda}][\mathbf{\Upsilon}][\mathbf{E_{\Omega\Omega}}]\delta\mathbf{\Omega} = j\omega_r\delta\mathbf{\Omega} \tag{3.14}$$

Os valores ω_r, que estão relacionados com as frequências naturais do sistema, podem ser obtidos dos autovalores desta última equação. Estes autovalores são as raízes do polinômio dado por:

$$det([\mathbf{\Lambda}][\mathbf{\Upsilon}][\mathbf{E_{\Omega\Omega}}] + j\omega_r\mathbf{I}) = 0 \tag{3.15}$$

De forma genérica, estes valores ω_r são números complexos. Dado que $\delta\mathbf{\Omega} \propto e^{j\omega_r t}$: a parte real corresponde à frequência natural de oscilação; e a parte imaginaria ao amortecimento das oscilações devido ao amortecimento de Gilbert α. Quando o parâmetro de amortecimento é desprezado ($\alpha = 0$) os valores obtidos de ω_r são puramente reais.

No caso de um sistema com um único elemento magnético e desprezando o amortecimento, a solução da equação 3.15

$$det\left[\frac{\gamma}{M_S \sin\theta}\begin{pmatrix}0 & 1\\ -1 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}e_{\theta\theta} & e_{\theta\varphi}\\ e_{\varphi\theta} & e_{\varphi\varphi}\end{pmatrix} + j\omega_r\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix}\right] = 0 \tag{3.16}$$

onde $e = E/v$ é a densidade de energia livre por unidade de volume, reproduz o resultado obtido por Smith e Beljers [68]

$$\omega_r^2 = \frac{\gamma^2}{M_S^2 \sin^2\theta}(e_{\theta\theta}e_{\varphi\varphi} - e_{\theta\varphi}^2) \tag{3.17}$$

Para sistemas com n spins interagindo, da equação 3.14 encontram-se $2n$ autovalores que podem ser agrupados em pares, nos quais as partes reais são as frequências naturais de ressonância positiva e negativa $\mathrm{Re}[\omega_r] = \pm 2\pi \mathrm{f_r}$. Os resultados obtidos neste tipo de sistemas tem um comportamento muito semelhante ao de sistemas de osciladores harmônicos acoplados. Tomando como ponto de partida que cada oscilador tem uma frequência natural própria quando estão desacoplados, estas frequências são modificadas, no caso acoplados dependendo da intensidade de tais acoplamentos e dos modos de oscilação do sistema que aparecem devido a estes.

3.2. Modos de oscilação

Quando acoplados, os spins do sistema magnético podem oscilar simultaneamente em diferentes modos de ressonância. Por exemplo, no caso de dois spins, na linguagem técnica de FMR, um modo acústico acontece quando os dois spins oscilam em fase (0°), e um modo óptico quando

a oscilação esta fora de fase (180°). Para discutir casos genéricos, é necessário analisar a parte oscilante do vetor magnetização dos spins. Para o caso de oscilações harmônicas, os vetores oscilantes $\delta\mathbf{M}^i$ são:

$$\delta\mathbf{M}^i = M_S^i[\delta\theta_i\hat{\theta}_i + \sin\theta_i\delta\varphi_i\hat{\varphi}_i] \tag{3.18}$$

onde

$$\begin{aligned}\hat{\theta}_i &= \cos\varphi_i\cos\theta_i\hat{x} + \sin\varphi_i\cos\theta_i\hat{y} - \sin\theta_i\hat{z}\\ \hat{\varphi}_i &= -\sin\varphi_i\hat{x} + \cos\varphi_i\hat{y}\end{aligned} \tag{3.19}$$

definem os vetores unitários perpendiculares ao vetor magnetização do elemento i. Pode ser observado da equação 3.18 que a amplitude e direção instantânea do vetor oscilante depende das intensidades e fases temporais de $\delta\theta_i$ e $\delta\varphi_i$, e também dos ângulos θ_i e φ_i que definem a orientação do vetor magnetização. Os modos de oscilação podem então ser descritos como as diferentes configurações possíveis dos vetores oscilantes.

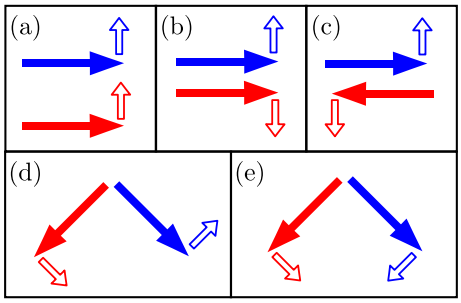


Figura 3.1.: Exemplos de modos de oscilação para diferentes configurações magnéticas num sistema de dois spins. São mostrados vetores de magnetização (setas preenchidas) e vetores oscilantes (setas ocas). As magnetizações são mostradas em estados paralelos (a) e (b), estado antiparalelo (c) e estados não colineares (d) e (e). As oscilações estão em fase em (a), (c) e (d) ou fora de fase em (b) e (e).

Como exemplo, na figura 3.1 são apresentados alguns casos simples de modos de oscilação para um sistema de dois spins oscilando num plano ($\theta_i = \pi/2$, $\delta\theta_i = 0$). Os vetores da magnetização, estáticos, são representados por setas preenchidas e os vetores oscilantes $\delta\mathbf{M}$ por setas ocas. A fase temporal (0° ou 180°) de $\delta\mathbf{M}$ é representada pela direção da seta oca em relação à seta do vetor magnetização. Os casos (a) e (b) apresentam spins magnetizados na mesma direção (como no caso do sistema na saturação). No caso (a) os vetores oscilantes

estão em fase, e corresponde ao modo acústico. O modo óptico é representado no caso (b) onde os vetores oscilantes estão fora de fase. Os casos (c), (d) e (e) apresentam spins fora da configuração de saturação. No caso (c) as oscilações estão em fase, mas devido à configuração de spins antiparalela os vetores oscilantes encontram-se numa configuração similar à do modo óptico do caso (b). Nos casos (d) e (e), em fase e fora de fase respectivamente, os vetores oscilantes não são mais colineares devido à direção dos respectivos vetores de magnetização.

Fica claro que para analisar os modos de oscilação é preciso conhecer os ângulos que definem as direções dos spins do sistema e as oscilações $\delta\mathbf{\Omega}$ destes ângulos. Neste modelo as oscilações $\delta\mathbf{\Omega}$ são obtidas dos autovetores da equação 3.14.

3.3. Tensor susceptibilidade

Para um sistema com n elementos a susceptibilidade diferencial (ver Seção 2.3.1) relaciona a oscilação dos vetores magnetização com o campo dinâmico $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$, aplicado no experimento, é representada na seguinte forma:

$$\sum_{i=1}^{n} \frac{d\mathbf{M}_i}{dt} = [\boldsymbol{\chi}] \frac{d\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}}{dt} \tag{3.20}$$

A fim de se obter uma expressão equivalente em função das coordenadas angulares de cada elemento, é conveniente introduzir um pseudo tensor susceptibilidade $[\boldsymbol{X}]$ definido por:

$$\delta\mathbf{\Omega}^{\mathrm{rf}} = [\boldsymbol{X}]\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}} \tag{3.21}$$

onde $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}}$ é um vetor construído à partir das projeções do campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ nas direções dos vetores unitários $\hat{\theta}_i$ e $\hat{\varphi}_i$ definidas na equação 3.19

$$\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}} = \begin{bmatrix} \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\theta}_1 \\ \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\varphi}_1 \\ \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\theta}_2 \\ \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\varphi}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\theta}_n \\ \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\varphi}_n \end{bmatrix} \tag{3.22}$$

Da energia livre do sistema, podemos separar explicitamente os termos de energia devidos ao campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ como:

$$E = E_0 - \sum_{i=1}^{n} v_i(\mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \mathbf{M}_i) \tag{3.23}$$

Logo a equação 3.8 pode ser reescrita como

$$\frac{d}{dt}\begin{bmatrix}\theta_i \\ \varphi_i\end{bmatrix} = [\boldsymbol{\lambda}]_{\boldsymbol{i}}[\boldsymbol{\nu}]_{\boldsymbol{i}}\begin{bmatrix}\partial E_0/\partial\theta_i \\ \partial E_0/\partial\varphi_i\end{bmatrix} + [\boldsymbol{\lambda}]_{\boldsymbol{i}}\begin{bmatrix}\mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\theta}_i \\ \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\varphi}_i\end{bmatrix} \tag{3.24}$$

Seguindo o mesmo procedimento usado para deduzir a equação 3.14, é obtida a seguinte expressão:

$$j\omega\delta\boldsymbol{\Omega}^{\mathrm{rf}} = [\boldsymbol{\Lambda}][\boldsymbol{\Upsilon}][\mathbf{E}_{\mathbf{0\Omega\Omega}}]\delta\boldsymbol{\Omega}^{\mathrm{rf}} + [\boldsymbol{\Lambda}]\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}_{\boldsymbol{\Omega}} \tag{3.25}$$

Esta equação tem muita semelhança com a equação 3.14, porém as oscilações $\delta\boldsymbol{\Omega}^{\mathrm{rf}}$ devem ser distinguidas das oscilações $\delta\boldsymbol{\Omega}$, obtidas da solução da equação 3.14, e válidas somente para as frequências naturais de oscilação. Neste caso, as oscilações $\delta\boldsymbol{\Omega}^{\mathrm{rf}}$ são oscilações forçadas pelo campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ que pode oscilar em qualquer frequência. É esperado que as amplitudes de $\delta\boldsymbol{\Omega}^{\mathrm{rf}}$ sejam máximas quando a frequência do campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ seja igual à frequência de oscilação natural de algum dos modos do sistema.

Usando as equações 3.21 e 3.25 temos que:

$$j\omega[\boldsymbol{X}]\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}_{\boldsymbol{\Omega}} = [\boldsymbol{\Lambda}][\boldsymbol{\Upsilon}][\mathbf{E}_{\mathbf{0\Omega\Omega}}][\boldsymbol{X}]\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}_{\boldsymbol{\Omega}} + [\boldsymbol{\Lambda}]\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}_{\boldsymbol{\Omega}} \tag{3.26}$$

Para um campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ arbitrário oscilando na frequência ω o pseudo tensor susceptibilidade pode ser obtido de:

$$[\boldsymbol{X}] = \left(j\omega[\boldsymbol{\Lambda}]^{-1} - [\boldsymbol{\Upsilon}][\mathbf{E}_{\mathbf{0\Omega\Omega}}]\right)^{-1} \tag{3.27}$$

3.4. Potência absorvida

O trabalho por unidade de volume realizado por um sistema magnético num ciclo de magnetização é [76]

$$w = -\oint \mathbf{M} \cdot d\mathbf{H} \tag{3.28}$$

Esta equação relaciona a área interna de uma curva de magnetização (M x H) com o trabalho realizado pelo sistema durante tal ciclo.

Neste modelo, para um campo estático, um pequeno ciclo de magnetização de período $T = \frac{2\pi}{\omega}$ é realizado pelo campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ que oscila a uma frequência ω. No caso de um sistema com um único elemento magnético, a curva (M x H) para este ciclo desenharia uma área elíptica devido à desfasagem temporal entre o campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ e a oscilação da magnetização $\delta\mathbf{M}$ do elemento. Para o sistema formado por n elementos, a potência dissipada durante o ciclo de magnetização devido ao campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ é:

$$< P >= \frac{\omega}{2\pi} \int_{t=0}^{t=\frac{2\pi}{\omega}} \left(\sum_{i=1}^{n} v_i \delta\mathbf{M}_i \right) \cdot \frac{d\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}}{dt} dt \tag{3.29}$$

Nesta equação é importante chamar a atenção ao termo $d\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}/dt \cdot \sum v_i \delta\mathbf{M}_i$. A potência média $< P >$ será proporcional às amplitudes, fases temporais e orientações relativas do campo RF aplicado $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ e da soma vetorial $\sum v_i \delta\mathbf{M}_i$ das partes oscilantes das magnetizações de cada elemento do sistema. O campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ no experimento é constante em amplitude e direção, e tem uma fase independente do campo DC aplicado. Por outro lado, o valor de $\sum v_i \delta\mathbf{M}_i$ depende das orientações e fases relativas entre os vetores $\delta\mathbf{M}_i$ que, no entanto, dependem das posições de equilíbrio dos vetores magnetização e, portanto da configuração magnética do sistema. Em resumo, o valor de $< P >$ depende dos modos de oscilação e da sua orientação relativa com relação ao campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$.

Para um melhor entendimento sobre a relação entre a potência absorvida, observada experimentalmente, e os modos de oscilação, é repetida a figura 3.1 que apresentava exemplos de diferentes modos de oscilações possíveis para um sistema de dois spins. Neste caso, será feita uma análise da potência absorvida para cada situação particular. Nos casos (a), (b) e (c) o campo RF é paralelo à soma vetorial das partes oscilantes das magnetizações, com isso a potência absorvida é proporcional a esta soma. No caso (a), onde os dois vetores oscilantes estão na mesma direção, deve ser observada uma potência absorvida maior que nos casos (b) e (c). A potência absorvida nos casos (b) e (c) deve ser similar, e pequena, devido que em ambos casos os vetores oscilantes estão em direções opostas, entretanto deve ser ressaltado que no caso (b) isto ocorre devido a uma diferença de fase temporal entre as partes oscilantes da magnetização, e no caso (c) devido a uma configuração diferente das magnetizações estáticas. A magnitude da soma vetorial dos vetores oscilantes nos casos (d) e (e) é similar, mas dada a direção do

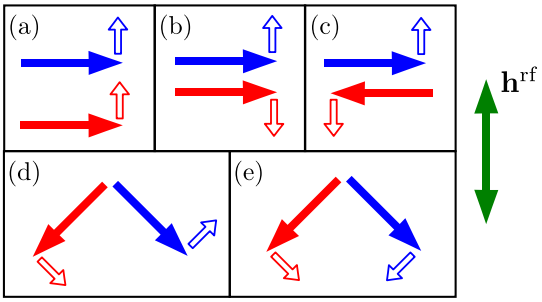


Figura 3.2.: Exemplos de modos de oscilação para diferentes configurações magnéticas num sistema de dois spins. São mostrados vetores de magnetização (setas preenchidas), vetores oscilantes (setas ocas), e a direção do campo RF (dupla seta). As magnetizações são mostradas em estados paralelos (a) e (b), estado antiparalelo (c) e estados não colineares (d) e (e). As oscilações estão em fase em (a), (c) e (d) ou fora de fase em (b) e (e). Os casos (a) e (e) apresentam maior potência absorvida que os outros casos.

campo RF a maior potência absorvida deve ser observada no caso (e).

Até agora, foi mostrado qualitativamente como a potência absorvida depende dos modos de oscilação. Para obter resultados quantitativos é necessário resolver a equação 3.29, e para tal fim é conveniente expressá-la em termos das oscilações angulares $\delta\Omega^{\mathrm{rf}}$. Partindo da equação 3.18 é possível expressar as componentes de $\delta\mathbf{M}^i$ na equação matricial dada por

$$v_i \begin{bmatrix} \delta\mathbf{M}^i \cdot \hat{\theta}_i \\ \delta\mathbf{M}^i \cdot \hat{\varphi}_i \end{bmatrix} = v_i M_S^i \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \sin\theta_i \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \delta\theta_i^{\mathrm{rf}} \\ \delta\varphi_i^{\mathrm{rf}} \end{bmatrix} = -[\boldsymbol{\nu}]_i^{-1} \begin{bmatrix} \delta\theta_i^{\mathrm{rf}} \\ \delta\varphi_i^{\mathrm{rf}} \end{bmatrix} \tag{3.30}$$

onde $[\boldsymbol{\nu}]_i$ é a matriz definida na equação 3.7. Usando a matriz $[\boldsymbol{\Upsilon}]$ definida na equação 3.12, que é a versão de $[\boldsymbol{\nu}]_i$ para os n elementos do sistema, a equação 3.29, pode ser escrita como

$$\begin{aligned} < P > &= \frac{\omega}{2\pi} \int_{t=0}^{t=\frac{2\pi}{\omega}} \mathrm{Re}[j\omega \mathbf{h}_{\boldsymbol{\Omega}}^{\mathrm{rf}}]^{\mathrm{T}} \ \mathrm{Re}\big[-[\boldsymbol{\Upsilon}]^{-1} \delta\boldsymbol{\Omega}^{\mathrm{rf}}\big] \, dt \\ &= \frac{\omega}{2\pi} \int_{t=0}^{t=\frac{2\pi}{\omega}} \mathrm{Re}[j\omega \mathbf{h}_{\boldsymbol{\Omega}}^{\mathrm{rf}}]^{\mathrm{T}} \ \mathrm{Re}\big[-[\boldsymbol{\Upsilon}]^{-1} [\boldsymbol{X}] \mathbf{h}_{\boldsymbol{\Omega}}^{\mathrm{rf}}\big] \, dt \end{aligned} \tag{3.31}$$

A matriz $[\boldsymbol{\Upsilon}]$ é real e diagonal portanto é facilmente inversível. A matriz $[\boldsymbol{X}]$ tem elementos complexos, mas não tem dependência temporal. O vetor $\mathbf{h}_{\boldsymbol{\Omega}}^{\mathrm{rf}} = \hat{\mathbf{h}}_{\boldsymbol{\Omega}}^{\mathrm{rf}} e^{j\omega t}$ pode ser separado num vetor de amplitudes $\hat{\mathbf{h}}_{\boldsymbol{\Omega}}^{\mathrm{rf}}$ com componentes reais e num termo de oscilação $e^{j\omega t}$ ($\mathrm{Re}[e^{j\omega}] = \sin(\omega t)$ e $\mathrm{Re}[je^{j\omega}] = \cos(\omega t)$). Após calcular a integral presente na equação 3.31, esta pode ser escrita como uma soma em termos dos elementos das matrizes $[\boldsymbol{\Upsilon}]$ e $[\boldsymbol{X}]$ e os elementos do vetor de

amplitudes $\hat{\mathbf{h}}^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}}$. Assim a expressão resultante para a potência média absorvida é da forma:

$$< P >= \frac{1}{2}\omega \sum_{k,l=1}^{n} \frac{h^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}k}\mathrm{Im}[X_{kl}]h^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}l}}{\Upsilon_{kk}} \tag{3.32}$$

3.5. Algoritmo de aplicação

Esta seção visa resumir o modelo apresentado e explicar a sua utilização para o cálculo das relações de dispersão ($\mathrm{f_R}$ vs. H) e espetros de potência absorvida ($< P >$ vs. H vs. f) para um sistema com n elementos magnéticos.

Para a utilização do modelo é necessária uma expressão analítica da energia livre E do sistema em função dos ângulos θ e φ das magnetizações de cada elemento, e também do campo DC aplicado externamente (H). São também necessários os valores das propriedades M_s, γ, α e volume relativo de cada um dos elementos. No modelo, o volume de cada elemento é descrito pelo parâmetro v_i. Nos casos adequados, os valores de v_i podem ser substituídos por áreas ou espessuras relativas, sendo necessário, nestes casos, a utilização de densidades de energia livre ao contrario da energia total. Da mesma forma, também é essencial conhecer os valores dos ângulos de equilíbrio θ^i_0 e φ^i_0 para cada valor de campo H ao longo da curva de magnetização. Estes valores podem ser achados à partir da minimização de E ao longo da curva de magnetização. Uma vez encontrado o conjunto de valores θ^i_0 e φ^i_0, estes são agrupados no vetor $\mathbf{\Omega}_0$. Com esta informação, é possível achar os vetores unitários $\hat{\theta}_i$ e $\hat{\varphi}_i$ definidos na equação 3.19, conjunto destes vetores unitários e agrupado no vetor $\hat{\mathbf{\Omega}}_0$.

À partir do vetor $\mathbf{\Omega}_0$ é possível achar as matrizes $[\mathbf{\Lambda}]$ e $[\mathbf{\Upsilon}]$ definidas pela equação 3.12. Com o vetor $\hat{\mathbf{\Omega}}_0$ e conhecendo a direção e amplitude do campo RF, o vetor $\hat{\mathbf{h}}^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}}$ pode ser calculado.

Da expressão analítica de E podem ser obtidas as suas derivadas parciais, bem como a expressão analítica dependente do campo H e dos ângulos θ^i e φ^i. A matriz $[\mathbf{E}_{\mathbf{\Omega\Omega}}]$ é obtida ao avaliar as derivadas parciais da equação 3.13 nos valores dados por $\mathbf{\Omega}_0$ e no campo H correspondente.

Até este momento foi descrito como obter o valor dos vetores ou matrizes $\mathbf{\Omega}_0$, $\hat{\mathbf{\Omega}}_0$, $\hat{\mathbf{h}}^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}}$, $[\mathbf{\Lambda}]$, $[\mathbf{\Upsilon}]$ e $[\mathbf{E}_{\mathbf{\Omega\Omega}}]$ para cada valor de campo H ao longo da curva de magnetização.

As relações de dispersão são calculadas à partir das soluções da equação 3.14

$$[\mathbf{\Lambda}][\mathbf{\Upsilon}][\mathbf{E_{\Omega\Omega}}]\delta\mathbf{\Omega} = j\omega_r\delta\mathbf{\Omega} \tag{3.33}$$

As operações matriciais e o calculo dos autovetores e autovalores são eficientemente realizados por programas computacionais disponíveis em bibliotecas de código aberto. Esta equação deve ser resolvida para cada valor de campo H. As frequências de ressonância f_r são obtidas dos autovalores $\omega_r = 2\pi \mathrm{f_R}$. Para identificar a que modo de ressonância pertencem estas frequências, uma análise das amplitudes relativas das componentes do respetivo autovetor $\delta\mathbf{\Omega}$ deve ser feita. Portanto, é possível reconstruir a relação de dispersão ($\mathrm{f_R}$ vs. H) para cada modo de ressonância. Esta equação pode ser utilizada para o caso de $\alpha = 0$. Para casos onde $\alpha \ll 1$, as soluções obtidas são muito similares ao caso $\alpha = 0$.

Para se obter o espetro de absorção ($< P >$ vs. H vs. f), primeiro deve ser calculado o pseudo-tensor susceptibilidade $[\boldsymbol{X}]$ utilizando a equação 3.27

$$[\boldsymbol{X}] = \left(j\omega[\mathbf{\Lambda}]^{-1} - [\mathbf{\Upsilon}][\mathbf{E_{0\Omega\Omega}}]\right)^{-1} \tag{3.34}$$

O valor de $[\boldsymbol{X}]$ é achado pela inversão das matrizes do lado direito da equação. Para isto são também utilizadas rotinas computacionais optimizadas e disponíveis como software livre. Neste caso é obtido um valor de $[\boldsymbol{X}]$ para cada campo H e para cada frequência ω. Logo é utilizada a equação 3.32 para obter a potência média absorvida

$$< P >= \frac{1}{2}\omega \sum_{k,l=1}^{n} \frac{h^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}k}\mathrm{Im}[X_{kl}]h^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}l}}{\Upsilon_{kk}} \tag{3.35}$$

4. Técnicas experimentais

Neste capítulo são apresentadas as técnicas experimentais que foram utilizadas para a fabricação e caracterização das amostras analisadas neste trabalho. O processo de fabricação e controle de qualidade deste processo foi realizado utilizando equipamentos dos laboratórios do LABNANO do CBPF, enquanto a caracterização magnética das amostras tanto estáticas como dinâmicas foram realizadas no Laboratório de Magnetismo Aplicado do CBPF onde foram implementadas técnicas experimentais especificas para este fim.

4.1. Preparação de Amostras

Neste trabalho foram produzidas amostras magnéticas na forma de filmes finos sobre substratos de silício, depositados pela técnica de *magnetron sputtering*.

4.1.1. Deposição de filmes

Tanto para deposição das amostras magnéticas foi utilizada a técnica de pulverização catódica assistida por campo magnético constante, mais conhecida pelo nome em inglês como *magnetron sputtering*. Explicado de forma sucinta, o processo de *sputtering* consiste em ionizar um gás entre dois eletrodos, gerando um plasma de íons. Estes íons são logo acelerados por um campo elétrico contra um alvo onde, ao colidir, conseguem ejetar alguns átomos do alvo que finalmente serão depositados na superfície de um substrato colocado na proximidade. Quando assistida por campos magnéticos a eficiência deste processo é incrementada significativamente devido a que os elétrons livres atrapados pelos campos magnéticos incrementam a taxa de ionização do

gás disponibilizando mais íons para bombardear o alvo. As fontes usadas para gerar o campo elétrico entre os eletrodos podem ser de corrente continua (DC) ou de radiofrequência (RF) na frequência de 13.56 MHz. Esta última opção tem as avantagens de evitar a acumulação de carga na superfície do alvo, e é necessária para deposição de materiais não condutores como óxidos isolantes. Neste caso a taxa de deposição também é incrementada. Por outro lado precisa se de uma ponte de impedâncias para casar a impedância do gerador de RF e o canhão onde encontram-se o alvo e os eletrodos.

O equipamento utilizado foi um sistema de deposição marca *AJA* que forma parte dos equipamentos do laboratório multiusuário LABNANO/CBPF. Este sistema conta com cinco canhões instalados permitindo a mesma quantidade de alvos num mesmo processo. Os canhões estão conetados a quatro fontes DC e uma fonte RF. A bomba de vácuo principal é uma bomba turbo que permite atingir uma pressão até 10^{-8} Torr na câmara principal do sistema. Uma câmara *load-lock* secundária permite a troca de amostras sem necessidade de quebrar o vácuo na câmara principal. As amostras são colocadas numa torreta giratória que permite levá-las até a posição de cada canhão e controlar a distância entre o alvo e o substrato. Um obturador (*shutter*) sobre cada canhão permite a exposição ou não do substrato e o controle preciso do tempo de deposição via software. Diferentes porta-substratos permitem a aplicação de um campo magnético sobre os substratos durante a deposição. Todo o sistema é automatizado e controlado por um computador, permitindo a produção automatizada de multicamadas e outras estruturas complexas. Podem ser automatizados os tempos de deposição de cada camada, a pressão de de gás Argônio durante a deposição, e as potências das fontes DC e RF. Este sistema permite também fazer *sputtering* sobre o substrato o qual pode ser utilizado para limpeza das superfícies das amostras.

Calibração de taxas de deposição

Para controlar com precisão as espessuras das camadas que constituem as amostras, e portanto a suas propriedades físicas, é necessário ter conhecimento das taxas de deposição dos filmes. Para tal fim foi sempre realizada uma calibração das taxas de deposição, depositando uma

camada simples de cada material utilizado sobre um substrato de Si, e medindo com precisão a sua espessura pela técnica de difração de raios X (DRX) a baixo ângulo. As medidas de DRX foram realizadas no laboratório de cristalografia e raios X usando um difratômetro de marca *Panalytical XPERT PRO*. A fonte este difractômetro emite radiação Cu-Kα com comprimento de onda de $\lambda = 1.54045\,\text{Å}$.

A espessura do filme é calculada analisando os picos de difração de Bragg obtidos experimentalmente. Para cada pico achado no ângulo θ_n, é achado o vetor de espalhamento q_n dado por

$$q_n = \frac{4\pi \sin\theta_n}{\lambda} \tag{4.1}$$

do ajuste linear ($q = an + b$) destes valores vs. o numero de pico achado n é obtida a espessura $t = 2\pi/a$ do filme medido. Ao dividir esta espessura ente o tempo de deposição é achada a taxa de deposição.

4.2. Métodos de caraterização estática

As amostras dos sistemas magnéticos fabricados neste trabalho foram caraterizadas para obter as suas propriedades magnéticas estáticas i.e. curvas de magnetização (M vs. H) e também as propriedades dinâmicas como os espectros de ressonância ferromagnética de banda larga. Para este fim foram implementados no Laboratório de Magnetismo Aplicado do CBPF: um magnetômetro de amostra vibrante (VSM); um magnetômetro de gradiente de força alternado (AGFM) e um sistema para medição de ressonância ferromagnética de banda larga por analisador vetorial de rede (VNA-FMR).

Estes sistemas de medidas foram implementados mediante a integração e automação de diferentes instrumentos de laboratório junto com alguns componentes fabricados especificamente para os sistemas de medidas. O processo de automação e controle dos instrumentos, assim como o análise de dados obtidos, foi realizado mediante o uso de programas de computador implementados na linguagem de programação *Python* [77]. A escolha desta linguagem deve-se a sua disponibilidade como software livre, sua simplicidade, e a grande coleção de pacotes

disponíveis para a extensão das suas funcionalidades. Devido à complexidade dos sistemas implementados, foi adotado o paradigma de programação orientada a objetos, o qual pretende representar o mais fielmente possível as situações do mundo real nos sistemas computacionais, fazendo uso de objetos de software que podem ser vistos como "máquinas" independentes, com diferentes funções determinadas. As funções da maquina são accessíveis para os usuários, mas estes não precisam conhecer a complexidade interna desta, a qual fica encapsulada dentro do objeto de software. Na implementação dos sistemas de controle dos experimentos, cada elemento de hardware é relacionado a um objeto implementado em software, em diferentes camadas de complexidade. Por exemplo: cada instrumento é representado no software por um objeto, este objeto implementa a interface para o protocolo de comunicação GPIB e envia os comandos SCPI necessários para o controle do instrumento. O usuário deste objeto não precisa conhecer esta complexidade e utiliza o objetos enviando comandos simples, como *medir uma voltagem* ou *mudar a frequência de medida*. Num nível superior, um objeto controlador faz uso de vários instrumentos conetados a componentes de hardware para realizar uma tarefa especifica do experimento. Por exemplo um controlador pode utilizar automaticamente uma fonte de corrente conetada a um eletroímã e um sensor de fluxo magnético, para fornecer um campo magnético na amostra do experimento. A automação dos experimentos se realiza fazendo uso de vários objetos controladores. Estes objetos, como o controlador de campo, podem ser reutilizados nos diferentes experimentos. Este tipo de organização permite a fácil implementação de novos experimentos, utilizando o mesmo hardware, sem necessidade de profundo conhecimento do software de controle. Nas subseções seguintes será feia uma breve explicação deste tipo de implementação nos sistemas de medidas utilizados por este trabalho. O Laboratório de Magnetismo Aplicado do CBPF possui uma amplia variedade de instrumentos comuns em muitos laboratórios similares. O código fonte para o controle destes instrumentos, e do resto da implementação dos experimentos são disponibilizados na referência [78].

A técnica de VNA-FMR é uma técnica relativamente nova. É uma técnica complexa especialmente pela dificuldade de análise dos dados experimentais obtidos [31]. Ainda com estas dificuldades, esta técnica está sendo amplamente utilizada para análise de filmes finos contínuos

[79], amostras micro e nano estruturadas [80], e amostras tipo "bulk". A implementação desta técnica realizada nos laboratórios do CBPF foi a primeira implementação operacional no Brasil. Esta técnica será descrita detalhadamente no capítulo 5.

As técnicas de magnetometria por amostra vibrante e por gradiente de força alternado são técnicas muito bem estabelecida na pesquisa de materiais magnéticos. Nas seguintes subseções será feita uma breve descrição das características particulares da implementação, estes equipamentos, feita para os laboratórios do CBPF.

4.2.1. Magnetômetro de amostra vibrante (VSM) e Magnetômetro de gradiente de força alternado (AGFM)

Estes magnetômetros permitem medir curvas de magnetização (M vs. H). O magnetômetro

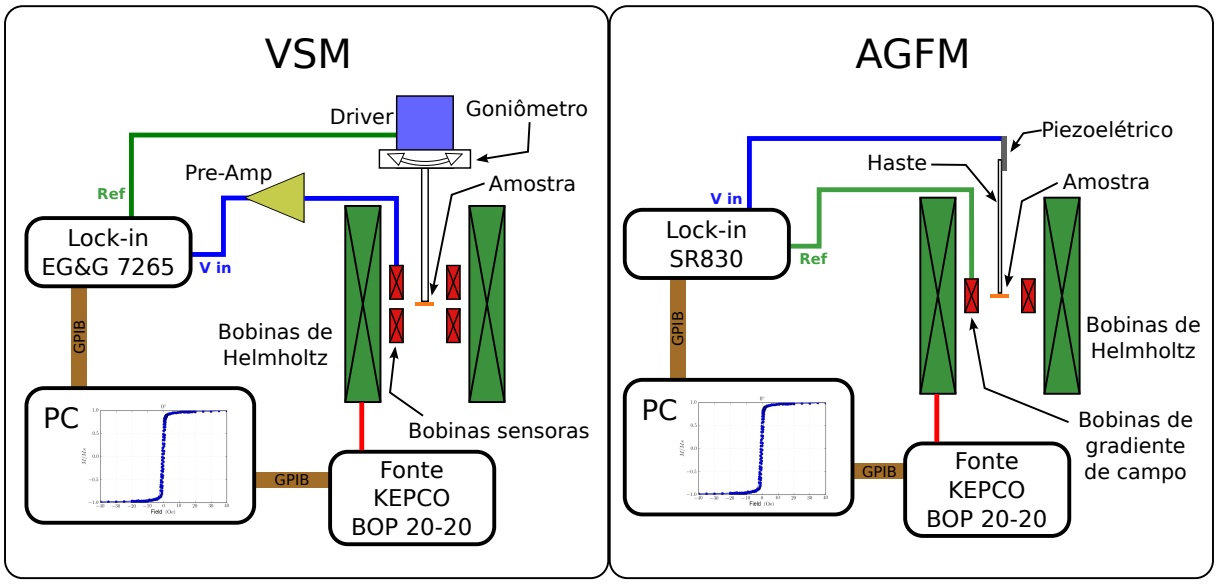


Figura 4.1.: Arranjos experimentais para o VSM e o AGFM implementados no CBPF.

de amostra vibrante (VSM) baseia o seu principio de funcionamento em fazer oscilar uma amostras magnetizada e medir o campo alterno gerado por esta oscilação mediante um conjunto de bobinas sensoras. Na configuração adequada das bobinas sensoras, a voltagem induzida nelas será diretamente proporcional à componente do momento magnético a ser medido. No magnetômetro de gradiente de força alternado a amostra magnética é colocada dentro de um gradiente de campo magnético o qual oscila com o tempo. O gradiente de campo gera uma força sobre a amostra devido ao momento magnético desta. Esta força que oscila na mesma frequência

que o gradiente de campo e é logo transduzida por um elemento piezo elétrico e transformada numa voltagem alterna, de amplitude diretamente proporcional ao momento magnético da amostra. Os sistemas para o VSM e o AGFM implementados no CBPF são apresentados nos diagramas da figura 4.1. Estes sistemas possuem como fonte de campo magnético um par de bobinas de Helmholtz, sem núcleo, que permitem a aplicação de campos com passos tão pequenos como 0.05 Oe, com campos máximos de até ±300 Oe. Esta precisão no controle do campo magnético permite o estudo de amostras magneticamente macias. A bobinas de campo, tem aproximadamente 1 Ω de resistência e fornecem pouco menos de 20 Oe/A ao ser alimentadas por uma fonte bipolar *KEPCO BOP 20-20* capaz de fornecer até 20 V e 20 A. As medidas de voltagem são feitas pelo Lock-in *Stanford SR830 DSP* no caso do VSM e o Lock-in *EG&G 7265 DSP* no caso do AGFM. A sensibilidade do VSM implementado é de 1×10^{-5} emu, o qual é suficiente para medir com boa precisão amostras com magnetização equivalente a um filme de 10 mm^2 × 50 nm de Permalloy (4×10^{-4} emu), enquanto a sensibilidade do AGFM supera 1×10^{-7} emu permitindo medidas de filmes de Permalloy com espessura menor a 5 nm com grande sensibilidade.

5. Ressonância ferromagnética de banda larga

Neste capítulo é descrita detalhadamente a técnica de ressonância ferromagnética por analisador vetorial de rede, os tipos de análise de dados dependendo da magnitude física que quera ser obtida deles, e os protocolos de medida necessários. Será feita também um revisão dos parâmetros que afetam a sensibilidade que pode ser obtida por esta técnica.

Uma das técnicas melhor estabelecidas para a medida de ondas de spins em sistemas magnéticos é a técnica convencional de ressonância ferromagnética (FMR). Nesta técnica uma onda eletromagnética de frequência constante é aplicada sobre o sistema magnético, por meio de uma cavidade ressonante. Ao variar o campo magnético externo o sistema pode ser levado na condição de ressonância ferromagnética. Ao medir a absorção da onda electromagnética dentro da cavidade, o campo de ressonância é obtido quando a absorção é máxima.

Um sistema de ressonância ferromagnética por analisador vetorial de rede (VNA-FMR) é um sistema que, em contraste com a técnica convencional de FMR, permite explorar a resposta dinâmica de um sistema magnético variando a frequência da onda de excitação enquanto um campo magnético estático é aplicado. Neste sistema a cavidade ressonante é substituída por uma guia de onda de banda larga conetada a um VNA, permitindo medidas numa ampla faixa contínua de frequências que vão desde alguns poucos MHz ate vários GHz. A resposta do sistema é medida das propriedades elétricas da guia de onda. O VNA pode medir além da absorção total na guia de onda, tanto a parte real como a parte imaginaria da resposta do sistema. Destas medidas podem ser extraídas, por meio de um modelo adequado, os valores real e e imaginário da susceptibilidade da amostra.

5.1. Implementação experimental

Os tipos de guia de onda utilizados para a implementação de sistemas VNA-FMR são usualmente tipo coaxial, coplanar, ou microstrip. As geometrias destas guias de onda e a posição da amostra dentro da guia são apresentadas na figura 5.1. A guia de onda coaxial precisa que a amostra tenha formato toroidal não sendo adequada pra a medidas de filmes finos. As guias de onda coplanar e tipo microstrip permitem a utilização de amostras planas, mas devido a sua geometria onde os campos não estão confinados, a resposta obtida destas guias é produto das propriedades efetivas dos meios onde atuam os campos produzidos pela guia de onda, isto inclui a amostra a ser medida e os substratos onde foram fabricadas as guias e os filmes magnéticos no caso de amostras baseadas em filmes finos. Portanto nestes sistemas resulta difícil obter o valor da susceptibilidade do material magnético medido. O que é obtido é um valor de susceptibilidade efetiva que é produto das propriedades magnéticas de todos os elementos envolvidos no sistema.

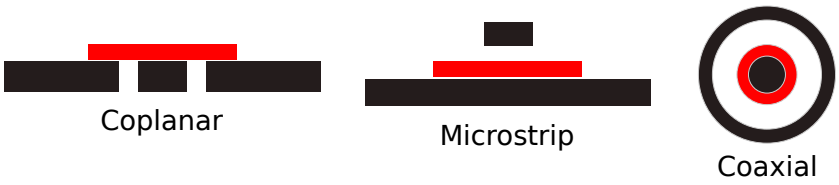


Figura 5.1.: Seção transversal de diferentes guias de onda e amostras para medidas de VNA-FMR, mostrando os elementos condutores (preto) e a amostra (vermelho).

A guia de onda coplanar tem a vantagem de poder ser facilmente fabricada pela combinação das técnicas de litografia e sputtering sobre diversos substratos, e também permite a deposição de amostras diretamente sobre a guia.

O VNA-FMR implementado neste trabalho, no laboratório de Magnetismo Aplicado do CBPF, é apresentado na figura 5.2. A fonte de campo magnético externo é o mesmo tipo de fonte, com bobinas de Helmholtz, que é utilizada no VSM apresentado na secção 4.2.1. A amostra é colocada sobre de uma guia de onda coplanar posicionada no centro das bobinas de Helmholtz. Os contatos nas duas portas da guia de onda são realizados por meio de microprobes *Cascade microtech* Infinity i40, com ajuda de micro posicionadores de 4 eixos (posição

X,Y,Z e inclinação da probe) e um microscópio digital USB que permitem o alinhamento das micro probes é a guia de onda. As micro probes são conetadas ao anisador vetorial de rede *Rohde&Schawrz* modelo ZVA24 mediante cabos coaxiais *Rohde&Schawrz* ZV-Z93, de alto desempenho para alta frequência. O VNA pode realizar medições numa faixa de frequências de 10 MHz a 24 GHz, uma sensibilidade de −85 dB na medida de parâmetros S, e uma potência RF de saída ate 18 dBm (63 mW). O sistema todo é controlado por um computador usando os paradigmas apresentados na secção 4.2

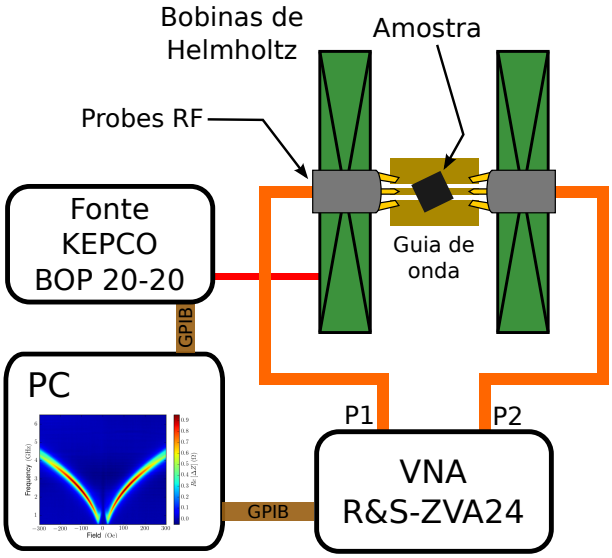


Figura 5.2.: Arranjo experimental do VNA-FMR implementado.

Como apresentado na figura 5.3, a direção do campo magnético aplicado pelas boninas de Helmholtz é paralelo à direção de propagação da guia de onda. Orientação relativa da amostra à direção do campo externo aplicado é controlada manualmente ao colocar a amostra sobre a guia de onda, e pode ser medida com precisão utilizando o microscópio digital. Isto permite calcular o angulo φ_{H} entre o eixo de anisotropia da amostra e o campo externo aplicado.

Para compreender o tipo de medidas e magnitudes obtidas como um VNA é necessário conhecer fundamentos básicos de propagação de de sinais elétricos em alta frequência. Estes informação pode ser obtida em vários livros especializados [81, 82]. Os fundamentos relevantes para esta tese são apresentados no apêndice A.

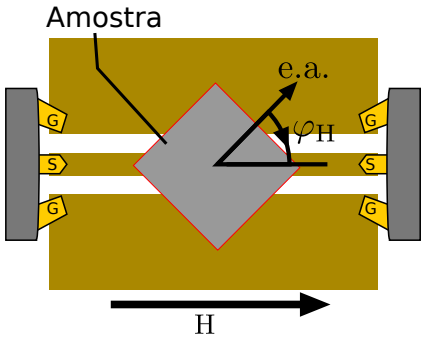


Figura 5.3.: Detalhe da posição da amostra sobre a guia de onda e a direção do campo externo aplicado H. O angulo φ_H é medido do eixo de anisotropia da amostra (e.a.) à direção de propagação da guia de onda.

5.2. Protocolo de medida

Para as medidas, inicialmente é realizada uma calibração de correção de erros do VNA (ver apêndice A) do tipo TOSM (*Thru, open, short, match*), utilizando um substrato de padrões de impedâncias (*Impedance standard substrate*) modelo *Rohde&Schawrz* ZVA 24. Esta calibração permite levar o plano de referência da medida ate os contatos feitos pelas micro-probes sobre a guia de onda coplanar. Em seguida são realizadas medições da parte real e a parte imaginaria dos quatro parâmetros S (S_{11}, S_{12}, S_{21} e S_{22}) numa faixa de frequência previamente selecionada.

Primeiro é realizada uma medida da guia de onda sem amostra e sem campo aplicado. Em seguida a amostra é colocada sobre a guia de onda e é utilizado um par de imãs permanentes para aplicar um campo magnético na mesma direção do campo RF gerado pela guia de onda. Os imãs permanentes utilizados fornecem um campo magnético de aproximadamente 1000 Oe na posição da amostra. Para o tipo de amostras medidas neste trabalho, este campo é suficiente para alinhar a magnetização da amostra na direção do campo RF impedindo que seus momentos magnéticos processionem e gerem uma resposta magnética. Nesta configuração é realizada uma medida de referência que corresponde à resposta não magnética do sistema. Finalmente, apos de retirar os imãs, é realizada uma serie de medidas variando o campo externo com as bobinas de Helmholtz. Estas medidas contem além da resposta da ressonância ferromagnética do sistema também a resposta em frequência das propriedades elétricas da guia de onda e do substrato da amostra.

Cada medida com o VNA-FMR produz o seguinte conjunto de dados:

- Os valores reais e imaginários dos quatro parâmetros da matriz S, da guia de onda sem amostra, para cada ponto de frequência na faixa de frequências da medida $[S]^{\mathrm{WG}}$.
- Os valores reais e imaginários dos quatro parâmetros da matriz S, da medida de referência da amostra, para cada ponto de frequência na faixa de frequências da medida $[S]^{\mathrm{Ref}}$.
- O conjunto dos valores reais e imaginários dos quatro parâmetros da matriz S, da medida da amostra com campo externo, para cada ponto de frequência na faixa de frequências da medida e para cada campo externo aplicado $[S]^{\mathrm{Med}}$.

Este conjunto de dados são os dados "Raw" obtidos do experimento. Eles precisam ser analisados utilizando diferentes algoritmos para obter informações físicas do sistema. As propriedades físicas mais relevantes a ser obtidas são: valor da(s) frequência(s) de ressonância do sistema em função do campo externo (relação de dispersão). Largura de linha dos picos de ressonância. Amplitude relativa dos picos observados.

5.3. Análise de dados

Os possíveis tipos de análise dos dados "Raw" variam em complexidade e na informação física relevante que pode ser obtida deles. O trabalho de Bilzer et al. [83] realiza uma comparação dos diferentes métodos de análise. A continuação são apresentados alguns destes métodos, incluindo um novo tipo de análise que calcula uma magnitude proporcional à potência absorvida na amostra.

Potência absorvida

O método de análise dos dados obtidos do VNA-FMR utilizado nesta tese é o cálculo da potência absorvida pela amostra devido ao efeito da ressonância ferromagnética nela.

A relação entre a potência incidente e absorvida no conjunto amostra-guia de onda pode ser calculada utilizando:

$$\frac{\mathrm{P_{Absorvida}}}{\mathrm{P_{Incidente}}} = 1 - |S_{21}|^2 - |S_{11}|^2 \tag{5.1}$$

A absorção na guia de onda é devido às perdas na guia de onda, às perdas no material dielétrico do substrato da amostra, e às perdas magnéticas nos filmes de estudo. Considerando que as perdas de origem magnético são devido aos processos de FMR dentro da amostra, é possível calcular as perdas não magnéticas inibindo estes processos de FMR, isto é realizado fixando a magnetização da amostra na mesma direção que o campo de rf que a excita, como no procedimento para calcular a medida de referência. A absorção devido às propriedades magnéticas é então proporcional à magnitude U_{Abs} calculada por

$$U_{\mathrm{Abs}} = (1 - |S_{21}^{\mathrm{Med}}|^2 - |S_{21}^{\mathrm{Med}}|^2) - (1 - |S_{21}^{\mathrm{Ref}}|^2 - |S_{21}^{\mathrm{Ref}}|^2) \tag{5.2}$$

como U_{Abs} e uma magnitude calculada em unidades arbitrarias, é conveniente normalizar ela para comparar ela com a potência absorvida P calculada por modelos teóricos.

$$\frac{U_{\mathrm{Abs}}}{\mathrm{Max}[U_{\mathrm{Abs}}]} = \frac{\mathrm{P}}{\mathrm{P_{Max}}} \tag{5.3}$$

Em resumo, com este método de análise, são obtidos valores de $\mathrm{P/P_{Max}}$ para cada campo H e frequência f medidos. O conjunto de resultados obtido da medida de um filme de 100 nm de NiFe é apresentado na figura 5.4. O conjunto de valores $\mathrm{P/P_{Max}}$ vs. H vs. f é apresentado fazendo uso de um mapa de cores [Fig. 5.4 (a)] onde a cor de cada ponto no espaço H vs. f representa a intensidade de $\mathrm{P/P_{Max}}$ nos respectivos campos e frequências, as cores azuis representam uma baixa ou nula absorção, enquanto as cores vermelhas indicam uma alta absorção. No mapa de cores apresentado pode ser observado claramente dois ramos, que variam de posição em campo e frequência, onde a absorção é máxima e correspondem à região no espaço H vs. f onde acontece a ressonância ferromagnética.

Se no mapa de cores são realizadas seções transversais numa frequência fixa, é possível observar a amplitude os picos de ressonância em função do campo externo [Fig. 5.4 (b) e (c)]. Nestes gráficos são observados dois picos diferentes, correspondentes a cada um dos ramos de ressonância observados no mapa de cores. A posição dos picos em função do campo varia de acordo

com a frequência de medida. Também é possível realizar seções transversais para um campo fixo [Fig. 5.4 (d) e (e)]. Nestes gráficos também são observados picos de ressonância onde a amplitude máxima do pico acontece numa certa frequência de ressonância f_R. Ao calcular f_R para cada campo medido é obtida a relação de dispersão (f_R vs. H).

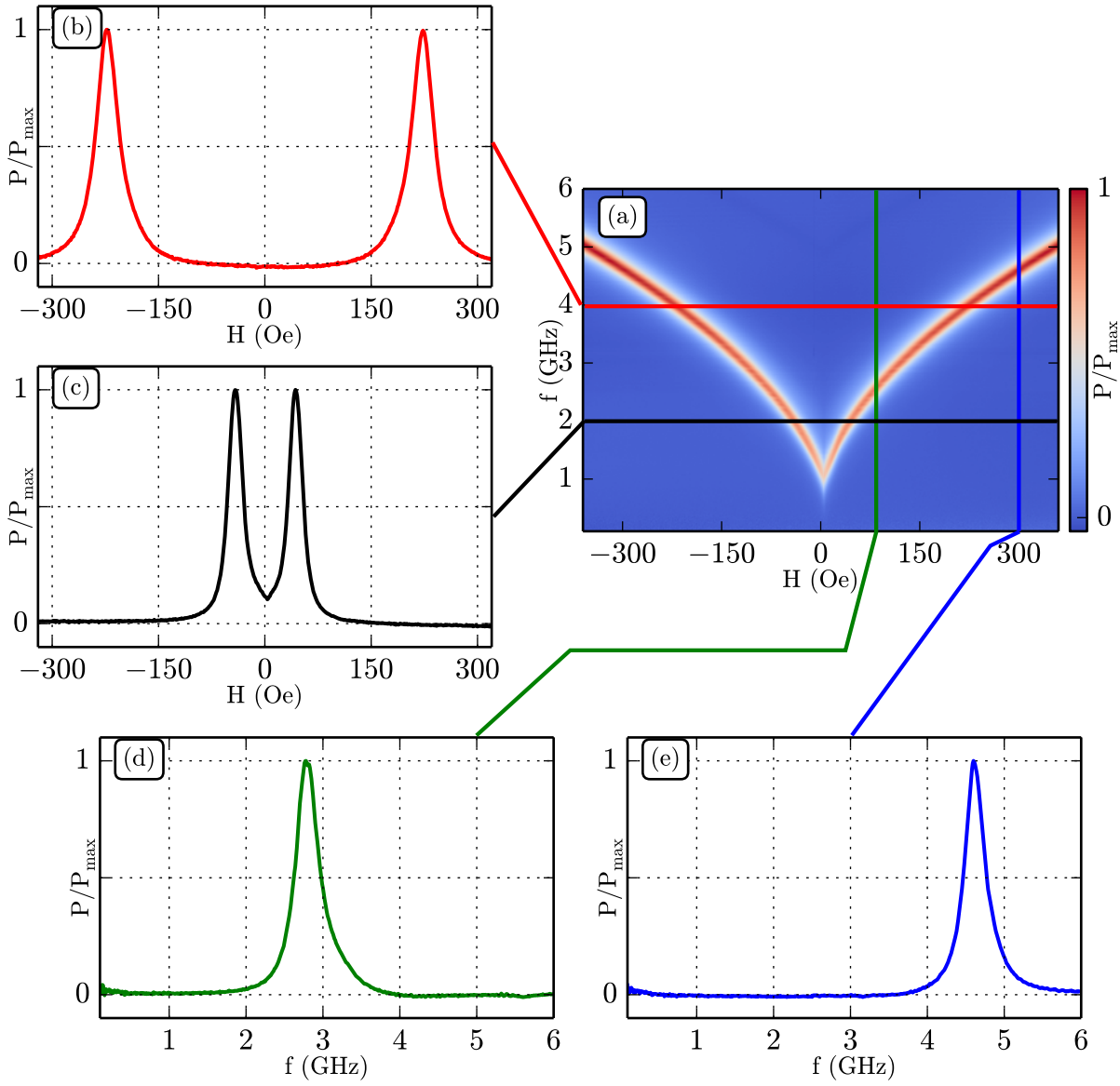


Figura 5.4.: Medidas de ressonância para uma amostra composta por Ta(5 nm)/NiFe(100 nm)/Ta(5nm). (a) Mapa de cores representado o espectro de ressonância de banda larga. (b) e (c) Perfies de absorção nas frequências de 4 GHz e 2 GHz respetivamente. (d) e (e) Perfies de absorção nos campos de 100 Oe e 300 Oe respetivamente.

Valor absoluto do parâmetro S_{21}

O método mais simples de análise é a avaliação direta do valor absoluto do parâmetro de transmissão S_{21}. A magnitude $U_{|S_{21}|}$ analisada neste caso é a diferença do valor absoluto de dos parâmetros medidos em função do campo externo $[S_{21}]^{\mathrm{Med}}$ e da medida de referência $[S_{21}]^{\mathrm{Ref}}$:

$$U_{|S_{21}|} = |S_{21}^{\mathrm{Med}}| - |S_{21}^{\mathrm{Ref}}| \tag{5.4}$$

A magnitude resultante obtidos de este tipo de análise não tem um significado físico direto, similar à potência absorvida ela apresenta picos de ressonância que podem ser utilizados para calcular a relação de dispersão, mas a largura dos picos obtida com este método é diferente à dos picos de potência absorvida, portando este método não pode ser utilizado para calcular quantitativamente larguras de linha ligadas com os parâmetros de amortecimento.

Permeabilidade efetiva

Os métodos anteriores resultam em magnitudes reais que representam uma amplitude, mas com VNA é possível medir tanto amplitude e fase das propriedades elétricas do conjunto amostra-guia de onda. Bilzer et al. [83] utiliza um método de análise que permite extrair a permeabilidade efetiva da amostra como um numero complexo. A partes real e imaginaria desta permeabilidade estão associadas à amplitude e fase das oscilações da magnetização na amostra, devidas ao campo rf que excita o sistema.

Este método de análise é baseado na avaliação das contribuições dos diferentes componentes do sistema (guia de onda e amostra) na matriz de dispersão medida pelo VNA. Para este fim a matriz de transmissão do sistema $[T]$ (ver apêndice A e ref. [83]) é modelada como

$$[T] = \begin{bmatrix} e^{-\gamma_0 l_1} & 0 \\ 0 & e^{\gamma_0 l_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-\Gamma^2}} & \frac{\Gamma}{\sqrt{1-\Gamma^2}} \\ \frac{\Gamma}{\sqrt{1-\Gamma^2}} & \frac{1}{\sqrt{1-\Gamma^2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-\gamma_s l_s} & 0 \\ 0 & e^{\gamma_s l_s} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-\Gamma^2}} & \frac{-\Gamma}{\sqrt{1-\Gamma^2}} \\ \frac{-\Gamma}{\sqrt{1-\Gamma^2}} & \frac{1}{\sqrt{1-\Gamma^2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-\gamma_0 l_2} & 0 \\ 0 & e^{\gamma_0 l_2} \end{bmatrix} \tag{5.5}$$

Este modelo toma em conta que a amostra colocada na guia de onda separa a guia em três segmentos diferentes. Dois segmentos vazios, de constante de propagação γ_0, impedância caraterística Z_0 e comprimentos l_1 e l_2 medidos desde a amostra ate os planos de referência, e o

segmento de comprimento igual ao da amostra l_s, com constante de propagação γ_s e impedância caraterística Z. As matrizes de transmissão que representam estes segmentos são as matrizes diagonais na equação anterior. Também são consideradas as transições entre os segmentos vazios e a o segmento com amostra, caraterizadas pelo coeficiente de reflexão Γ.

A partir de este modelo é possível relacionar os parâmetros S medidos experimentalmente com a permeabilidade efetiva μ_r fazendo uso das seguintes equações [83]:

$$K = \frac{1 - S_{11}^2 - S_{21}^2}{2S_{11}} \tag{5.6}$$

$$\Gamma = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \tag{5.7}$$

$$P = e^{-\gamma_s l_s} = \frac{S_{11} + S_{11} - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma} \tag{5.8}$$

$$\frac{\gamma_s}{\gamma_0} = \frac{\gamma_s}{j\omega\mu_0\varepsilon_0} = \sqrt{\mu_r\varepsilon_r} \tag{5.9}$$

$$\frac{1+\Gamma}{1-\Gamma} = \frac{Z}{Z_0} = G\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \propto \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \tag{5.10}$$

Os resultados obtidos com este análise são as partes reais e imaginarias de μ_r em função do campo e da frequência. Para amostras com um único elemento magnético, a parte imaginaria de μ_r é proporcional à potência absorvida por este elemento, e apresenta picos de absorção ao igual que os métodos anteriores. A parte real de μ_r é relacionada à parte imaginaria por uma transformação de Kramers-Kronig é as curvas relembram á função derivada de uma Lorentziana que toma valor igual a zero no valor da frequência ou campo de ressonância.

Um dos grandes problemas com este método é a dificuldade e laboriosidade da sua implementação. Os algoritmos necessários para implementar este método tem que lidar com valores complexos numéricos onde não são observados frequentemente saltos de fase de 2π ao completar uma revolução, enquanto é esperado fisicamente uma continuidade na variação da fase. Estes problemas usualmente precisam ser corregidos manualmente.

Outro problema de este método é sensibilidade ao ruido sistemático de fase introduzido por elementos não considerados no modelo (comprimentos elétricos e cargas indutivas e capacitivas). No caso dos métodos que consideram somente a amplitude estes erros sistemáticos são facilmente corregidos pela sustação de um ruido de fundo.

6. Resultados e discussão

Neste capítulo são apresentados os resultados experimentais obtidos, assim como o análise destes com ajuda dos modelos utilizados. Os resultados são agrupados em duas seções. A primeira seção apresenta os resultados do estudo de anisotropias e largura de linha em sistemas NM/NiFe/NM, enquanto a segunda seção apresenta os resultados do estudo do acoplamento entre camadas em sistemas tipo FM/NM/FM/AFM

6.1. Anisotropias e largura de linha em sistemas NM/NiFe/NM

Nesta seção são apresentadas as medidas de curvas de magnetização e ressonância ferromagnética de banda larga, para sistemas de filmes finos, com configuração tipo sanduíche de uma camada *Permalloy* ($Ni_{81}Fe_{19}$) entre duas camadas idênticas de material condutor não magnético (NM), onde os NM utilizados foram Ta, Ti, Au, Pt, Cu ou Ru.

O principal objetivo deste estudo é mostrar factibilidade da técnica VNA-FMR para a determinação de anisotropias magnéticas, medições de largura de linha e medições de parâmetros de amortecimento efetivos em função da frequência.

Dos espectros de ressonância foram extraídas as relações de dispersão, as quais foram ajustadas a um modelo de macrospin para obter as anisotropias presentes nas amostras. Foram também extraídas as larguras de linha em campo e, utilizando o mesmo modelo, foi calculado o parâmetro de amortecimento α nas amostras. Os resultados mostram que as anisotropias presentes nas amostras e o parâmetro de amortecimento α dependem da espessura da camada de $Ni_{81}Fe_{19}$ e o tipo de material não magnético utilizado. Para todas as amostras foi tam-

bém encontrada uma forte dependência do parâmetro de amortecimento α com a frequência de medida. Estes resultados são explorados e interpretados na continuação.

6.1.1. Amostras

As amostras foram depositadas por magnetron sputtering sobre substratos de Si $< 100 >$ com camada de óxido nativo. O deposito foi realizado numa pressão de trabalho de 5 mTorr num fluxo de 50 sccm de Ar, após ter sido atingida uma pressão base de 1×10^{-7} Torr na câmara principal do equipamento utilizado. Durante a deposição um campo magnético de aproximadamente 200 Oe foi aplicado na amostra com o fim de induzir uma anisotropia uniaxial.

As estruturas depositadas foram filmes finos em configuração tipo sanduíche de uma camada de $Ni_{81}Fe_{19}$ entre duas camadas de material condutor não magnético (NM). As duas camadas de material NM foram sempre de espessura de 5 nm e do mesmo material. Os materiais utilizados foram Ta, Ti, Au, Pt, Ru e Cu. Para cada material NM foram fabricadas duas amostras com espessuras (t_{NiFe}) de $Ni_{81}Fe_{19}$ de 5 nm e 20 nm respetivamente. O conjunto de amostras fabricadas é sumarizado na seguinte tabela:

Amostras depositadas sobre substrato de Si $< 100 >$
$Ta(5\,nm)/Ni_{81}Fe_{19}(5\,nm)/Ta(5\,nm)$
$Ta(5\,nm)/Ni_{81}Fe_{19}(20\,nm)/Ta(5\,nm)$
$Ti(5\,nm)/Ni_{81}Fe_{19}(5\,nm)/Ti(5\,nm)$
$Ti(5\,nm)/Ni_{81}Fe_{19}(20\,nm)/Ti(5\,nm)$
$Au(5\,nm)/Ni_{81}Fe_{19}(5\,nm)/Au(5\,nm)$
$Au(5\,nm)/Ni_{81}Fe_{19}(20\,nm)/Au(5\,nm)$
$Pt(5\,nm)/Ni_{81}Fe_{19}(5\,nm)/Pt(5\,nm)$
$Pt(5\,nm)/Ni_{81}Fe_{19}(20\,nm)/Pt(5\,nm)$
$Cu(5\,nm)/Ni_{81}Fe_{19}(5\,nm)/Ru(5\,nm)$
$Cu(5\,nm)/Ni_{81}Fe_{19}(20\,nm)/Ru(5\,nm)$
$Ru(5\,nm)/Ni_{81}Fe_{19}(5\,nm)/Cu(5\,nm)$
$Ru(5\,nm)/Ni_{81}Fe_{19}(20\,nm)/Cu(5\,nm)$

Tabela 6.1.: Amostras analisadas nesta seção

6.1.2. Medidas experimentais e métodos de análise

As amostras foram cortadas com dimensões de aproximadamente $5 \times 5\,\mathrm{mm}^2$ e foram caraterizadas por medidas magnéticas estáticas (M vs H) usando o AGFM descrito na seção 4.2.1. As amostras foram magnetizadas com campos DC de $\pm 50\,\mathrm{Oe}$ aplicados no plano da amostra, e fazendo um ângulo de 0° e 90° com o eixo de anisotropia da amostra.

As medidas de ressonância ferromagnética de banda larga (P vs H vs F) foram realizadas na faixa de campos de $-360\,\mathrm{Oe}$ a $+360\,\mathrm{Oe}$ com passos de campo de $+1.2\,\mathrm{Oe}$, e na faixa de frequências de $0.1\,\mathrm{GHz}$ ate $6.0\,\mathrm{GHz}$ com passos de frequência de $10\,\mathrm{MHz}$, utilizando a técnica de VNA-FMR descrita no capítulo 5. Assim como nas medidas de M vs H, o campo campo foi aplicado no plano da amostra e paralelo e perpendicular ao eixo de anisotropia da amostra.

Todos os espectros (P vs H vs F) apresentaram dois ramos de ressonância bem definidos, com o fim de melhorar a relação sinal ruído nestes espectros, foi aplicado um filtro de splines em duas dimensões, o qual tem o efeito de suavizar as curvas (smoothing) sem modificar a forma dos picos de ressonância.

6.1.3. Modelo

Para descrever o comportamento magnético das amostras apresentadas nesta seção, foi utilizado o modelo de macro spin. Neste caso a densidade de energia livre (e) por unidade de volume é a soma das contribuições energéticas descritas pelos termos de Zeeman, anisotropia uniaxial no plano da amostra, anisotropia de forma e anisotropia fora do plano.

$$e = M_S \left[2\pi M_S (\vec{\boldsymbol{m}} \cdot \vec{\mathbf{n}})^2 - \frac{1}{2}\mathrm{H}_\perp (\vec{\boldsymbol{m}} \cdot \vec{\mathbf{n}})^2 - \mathrm{H}(\vec{\boldsymbol{m}} \cdot \vec{\mathbf{u}}_\mathrm{H}) - \frac{1}{2}\mathrm{H}_\mathrm{K} (\vec{\boldsymbol{m}} \cdot \vec{\mathbf{u}}_\mathrm{e.a})^2 \right] \tag{6.1}$$

onde $M_S = 800\,\mathrm{emu/cm}^3$ é a magnetização de saturação do Permalloy, $\vec{\boldsymbol{m}}$ o vetor unitário que indica a direção da magnetização, $\vec{\mathbf{n}}$ o vetor unitário normal à superfície da amostra, $\vec{\mathbf{u}}_\mathrm{e.a}$ o vetor que define o eixo da anisotropias uniaxial, e H, $\mathrm{H}_\perp$ e H_K são o campo externo e os campos de anisotropia fora do plano e anisotropia no plano da amostra respetivamente.

Para o análise do sistema, é conveniente expressar a energia livre em termos dos ângulos polar θ e azimutal φ da magnetização. A energia de forma é o termo dominante e o vetor magnetização

fica sempre no plano dos filmes, portanto $\theta = \pi/2$. O eixo de anisotropia foi escolhido paralelo a $\varphi = 0$, e o campo externo é aplicado na direção φ_{H}. Nestas estas condições, a densidade de energia livre normalizada ($\eta = \frac{e}{M_S}$) pode ser expressa mantendo somente os termos dependentes de φ, como:

$$\eta = -\mathrm{H}\cos(\varphi_{\mathrm{H}} - \varphi) - \frac{1}{2}\mathrm{H_k}\cos^2(\varphi). \tag{6.2}$$

Minimizando η para os valores de campo H ao longo da curva de histerese podem ser obtidos os valores do ângulo φ de equilíbrio da magnetização. Neste análise estamos interessados somente no estado de magnetização saturado, isto é: $\varphi = \varphi_{\mathrm{H}}$ ou $\varphi = \varphi_{\mathrm{H}} + \pi$.

Frequências de ressonância

As frequências de ressonância $\mathrm{f_R}$ do sistema, na saturação, podem ser obtidas utilizando as relações de Kittel. As medidas experimentais foram feitas para duas direções do campo externo: H aplicado paralelo ($\varphi_{\mathrm{H}} = 0°$) ou perpendicular ($\varphi_{\mathrm{H}} = 90°$) ao eixo de anisotropia uniaxial Para estes dois casos, as frequências de ressonância estão dadas por:

$$\begin{aligned} 2\pi\mathrm{f_R} &= \gamma\sqrt{4\pi M_S - \mathrm{H}_\perp \pm \mathrm{H} + \mathrm{H_k}}\sqrt{\pm\mathrm{H} + \mathrm{H_k}} \;\; (\varphi_{\mathrm{H}} = 0°) \\ 2\pi\mathrm{f_R} &= \gamma\sqrt{4\pi M_S - \mathrm{H}_\perp \pm \mathrm{H}}\sqrt{\pm\mathrm{H} - \mathrm{H_k}} \;\; (\varphi_{\mathrm{H}} = 90°) \end{aligned} \tag{6.3}$$

onde $\gamma = 17.6\,\mathrm{MHz/Oe}$ é o fator giromagnético do Permalloy, e o sinal $\pm$ deve ser escolhido de acordo à direção da magnetização, $+$ para $\varphi = \varphi_{\mathrm{H}}$ e $-$ para $\varphi = \varphi_{\mathrm{H}} + \pi$.

Largura de linha

De acordo com o modelo de macro-spin considerado, a largura de linha em campo (ΔH) dos picos de ressonância, medidos numa frequência f, é dada por:

$$\Delta\mathrm{H} = \frac{4\pi\mathrm{f}\alpha}{\gamma} \tag{6.4}$$

onde α é o parâmetro de amortecimento efetivo para a frequência de medida. Se α for constante, este resultado implica uma dependência linear entre o ΔH medido e a frequência, assim como uma largura de linha nula ($\Delta\mathrm{H} = 0$) para o limite $\mathrm{f} \to 0$. O segundo resultado não é observado experimentalmente. Para salvar esta discrepância é utilizado o seguinte modelo:

$$\Delta\mathrm{H_{Medido}} = \frac{4\pi\alpha}{\gamma}\mathrm{f} + \Delta\mathrm{H_0} \tag{6.5}$$

onde a largura de linha a frequência nula ΔH_0 é atribuída ao alargamento inomogêneo da linha de FMR.

O parâmetro de amortecimento α efetivo pode, também, ser obtido dos dados experimentais usando:

$$\alpha_{\text{Medido}} = \frac{\gamma}{4\pi f}\Delta H_{\text{Medido}}. \tag{6.6}$$

Este parâmetro α_{Medido} carrega informação sobre os mecanismos de relaxação presentes na amostra medida. Para as medidas realizadas nesta tese, o arranjo experimental produz uma contribuição importante para o valor de α_{Medido}. Isto é devido a que a largura do condutor central da guia de onda utilizada no experimento é menor que o tamanho da amostra, portanto o campo rf aplicado sobre a amostra não é uniforme. Esta contribuição artificial α_{ext} é dependente da frequência de medida e pode ser separada do fator de amortecimento "intrínseco" α_0

$$\alpha_{\text{Medido}} = \alpha_0 + \alpha_{\text{ext}} \tag{6.7}$$

com α_{ext} dado por

$$\alpha_{\text{ext}} = C\frac{1}{f^2} \tag{6.8}$$

onde C é uma constante que depende das anisotropias da amostra, a espessura do filme magnético e a largura de linha do condutor central da guia de onda coplanar utilizada [84].

6.1.4. Resultados experimentais e discussão

Na continuação são apresentados e analisados alguns resultados selecionados, que permitem a compreensão dos processos de magnetização neste tipo de sistema. As medidas experimentais e os dados obtidos das simulações numéricas de todas as amostras são apresentados por extenso na subseção 6.1.5

As curvas de magnetização (M vs H) típicas para estas amostras são apresentadas na figura 6.1. A curva (M vs H) obtida do modelo utilizado [Fig. 6.1 (a)] tem, para a medida com o campo externo aplicado na direção do eixo de anisotropia da amostra ($\varphi_H = 0°$), um campo coercivo igual ao campo de anisotropia uniaxial H_k, onde a inversão da magnetização acontece de forma abrupta. Por outro lado, quando o campo externo aplicado é aplicado ainda no

plano, mas na direção perpendicular ao eixo de anisotropia da amostra ($\varphi_H = 90°$) o processo de inversão da magnetização acontece por rotação gradual da magnetização, não apresenta coercividade nem remanência e os campos onde a amostra fica saturada são também iguais ao campo H_k do modelo. Nas curvas medidas experimentalmente estas caraterísticas esperadas são reproduzidas parcialmente. As curvas onde o modelo é melhor sucedido [Fig. 6.1 (b)] a curva a 90° está de acordo com o modelo, mas a curva a 0° exibe um campo coercivo muito menor ao esperado, atribuído à formação e propagação de uma parede de domínio na amostra a qual diminui o campo necessário para a inversão da magnetização. As amostras que apresentam este tipo de resposta são as com $t_{NiFe} = 20\,nm$ e NM = Ta, Ti, Pt ou Ru. Para as amostras com $t_{NiFe} = 20\,nm$ e NM = Ta, Ti, Cu ou Ru a resposta típica [Fig. 6.1 (c)] é similar ao caso anterior, salvo que a curva a 90° apresenta uma ligeira coercividade e remanência. Isto é atribuído à formação de domínios magnéticos, agora possível devido ao aumento da espessura do filme. Para a amostra de com $t_{NiFe} = 20\,nm$ e NM = Pt, [Fig. 6.1 (d)] a resposta observada é tipica de uma inversão da magnetização por rotação, com componentes da magnetização fora do plano da amostra. Nas outras amostras [Fig. 6.1 (e) e (f)] os processos da formação da curva de histerese não ficam claros, mas a coercividade é ainda pequena mostrando que as amostras são fácil de magnetizar.

Nesta seção somente é estudada a dinâmica da magnetização das amostras quando elas estão no estado de magnetização saturada. Neste estado, independentemente dos processos de inversão da magnetização e da forma da curva (M vs H), o modelo de anisotropias utilizado é reproduz adequadamente as resultados experimentais.

Os espectros de absorção (P vs H vs f) típicos são apresentados na figura 6.2. Estes espectros apresentam dois ramos de absorção bem definidos que corresponde aos estados de saturação da amostra, o ramo da esquerda corresponde a direção da magnetização $\varphi = \varphi_H + \pi$ ou saturação negativa, e o da direita corresponde à saturação positiva ($\varphi = \varphi_H$). Os espectros (P vs H vs f) seguem as caraterísticas da curva de magnetização. Para $\varphi_H = 0°$ os ramos se juntam no campo coercivo da amostra [Fig. 6.2 (a)], enquanto para $\varphi_H = 90°$ [Fig. 6.2 (b)] entre os dois ramos existe uma região onde a absorção é pequena e corresponde ao estado magnético não

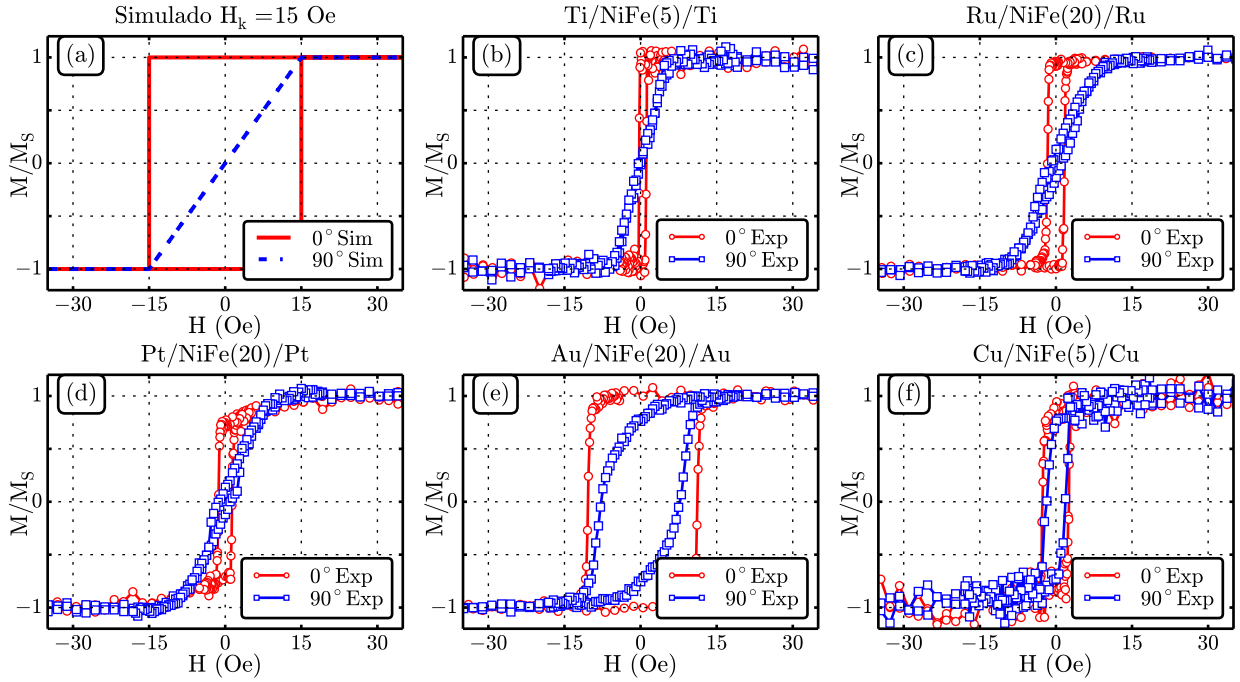


Figura 6.1.: Curvas de magnetização (a) calculada segundo o modelo usado, com $H_k = 15\,Oe$, (b)-(f) medidas experimentais para as amostras indicadas.

saturado da amostra.

As relações de dispersão (f_R vs H) [Fig. 6.2 (c)] para 0° e 90° apresentam uma diferença em frequência entre elas. Esta diferença é assinatura da anisotropia uniaxial no plano da amostra associada ao campo H_k. A influência do campo de anisotropia fora do plano $H_\perp$ também pode ser observado na forma das relações de dispersão. Quanto maior o campo $H_\perp$ a inclinação da curva é menor. Isto pode ser observado na figura 6.3 onde são apresentados diferentes espectros de absorção medidos para $\varphi_H = 0°$ de amostras com diferentes valores de $H_\perp$

Os campos H_k e $H_\perp$ são obtidos ajustando as relações de dispersão medidas experimentalmente à equação 6.3. Os valores obtidos para todas amostras são sumarizados nas seguinte tabela

Outra caraterística importante dos espectros de absorção obtidos para estas amostra é a evidente diferença de largura de linha observada entre amostras com distinto material NM. Na figura 6.4 são apresentados os espectros de absorção para amostras com $t_{NiFe} = 5\,nm$ e NM = Ti, Ta ou Pt onde resulta evidente a diferença nas larguras de linhas (largura dos ramos)

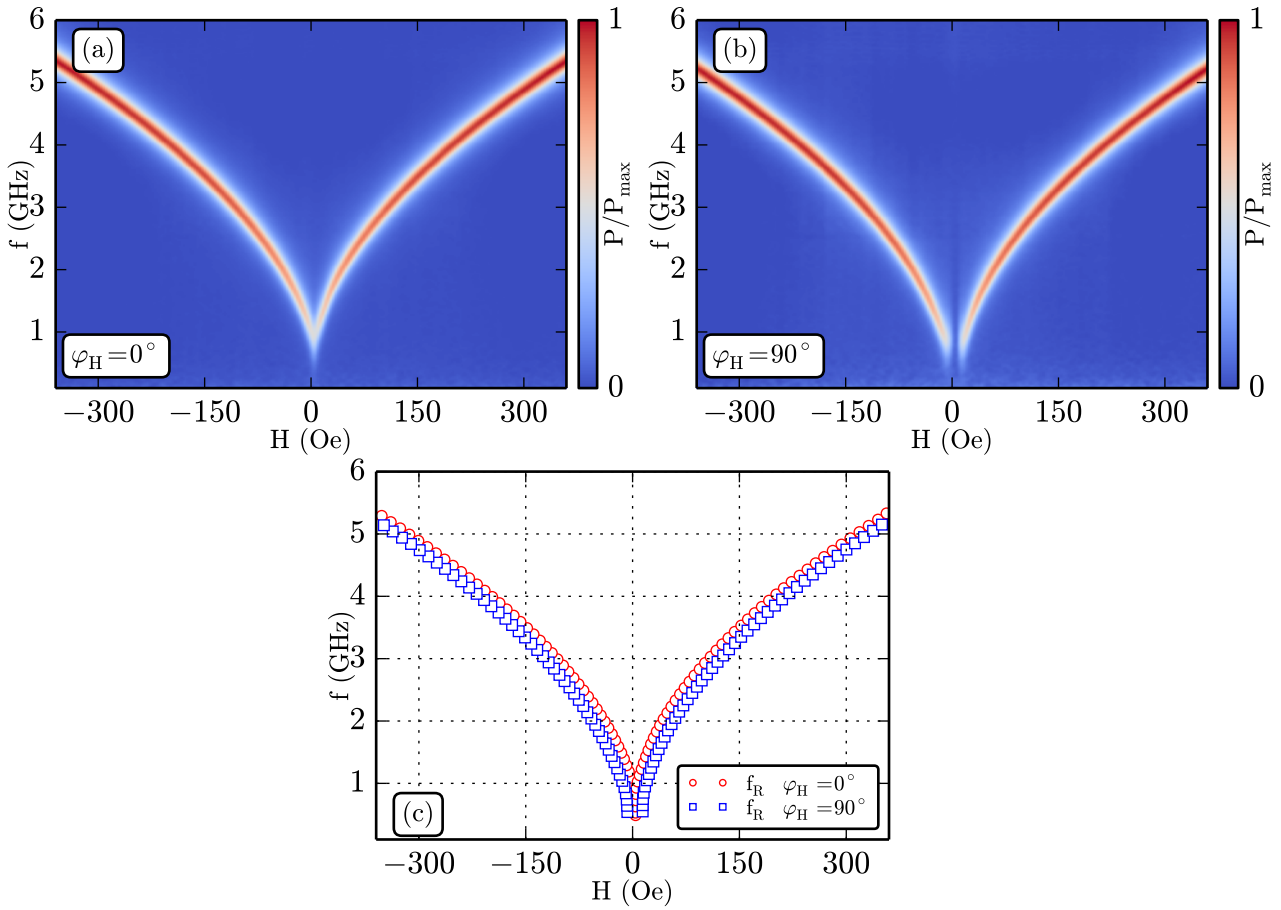


Figura 6.2.: (a) e (b) espectros de absorção para a amostra Ti/NiFe(20)/Ti, para $\varphi_H = 0°$ e $\varphi_H = 90°$ respetivamente. (c) relações de dispersão obtidas de (a) e (b)

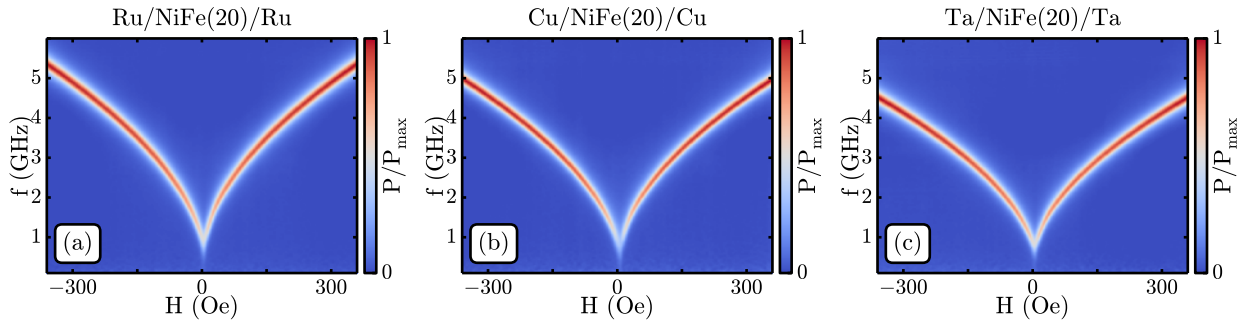


Figura 6.3.: Espectros de absorção para a amostras indicadas. Os campos de anisotropia fora do plano são: (a) $H_\perp = 560\,Oe$, (b) $H_\perp = 1860\,Oe$ e (c) $H_\perp = 3340\,Oe$

observadas para cada amostra.

Os picos de ressonância na amostra com NM = Ti [Fig. 6.4 (a)] tem uma largura de linha em campo de algumas poucas dezenas de Oe, portanto a amplitude dos picos é grande e a relação

Amostra		Campos de anisotropia	
NM	t_{NiFe} (nm)	H_k (Oe)	$H_\perp$ (Oe)
Ta	5	9.4	1000
Ta	20	8.6	3340
Ti	5	5.5	1800
Ti	20	8.9	520
Au	5	5.0	5210
Au	20	7.7	2770
Pt	5	7.0	2370
Pt	20	8.0	900
Cu	5	5.8	4950
Cu	20	7.4	1860
Ru	5	7.1	1850
Ru	20	10.0	560

Tabela 6.2.: Campos de anisotropia uniaxial no plano da amostra (H_k) e de anisotropia perpendicular ao plano da amostra ($H_\perp$) calculados do ajuste das relações de dispersão à equação 6.3

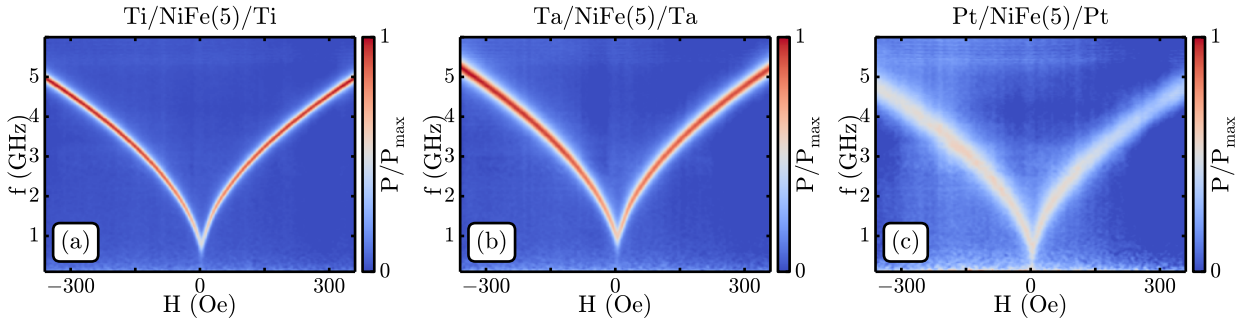


Figura 6.4.: Espectros de absorção para a amostras indicadas. Os valores calculados do parâmetro de amortecimento são: (a) $\alpha_0 = 0.0073$, (b) $\alpha_0 = 0.0120$ e (c) $\alpha_0 = 0.0254$

sinal ruído é boa. No outro extremo na amostra com NM = Pt [Fig. 6.4 (c)] a largura de linha chega ate a centena de Oe, isto repercute também na relação sinal ruído, dado que a amplitude dos picos são muito menores.

Os parâmetros de amortecimento α foram calculados fazendo uso das equações 6.5, 6.6 e 6.7. Os dados obtidos com estas equações e os ajustes correspondentes são apresentados na figura 6.5

Os parâmetros obtidos de todos os ajustes são sumarizados na seguinte tabela.

Em conclusão, foram medidas amostras tipo NM/NiFe/NM com NM = Ta, Ti, Au, Pt, Cu ou

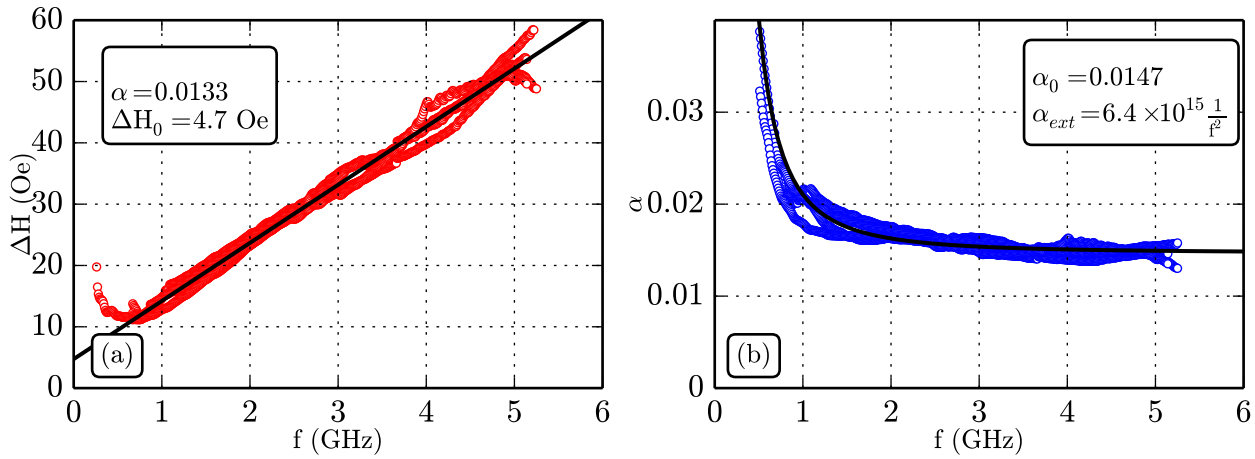


Figura 6.5.: xxx

Amostra		$\Delta H_{Medido} = \frac{4\pi f}{\gamma}\alpha + \Delta H_0$		$\alpha_{Medido} = \alpha_0 + C\frac{1}{f^2}$	
NM	t_{NiFe} (nm)	α	ΔH_0 (Oe)	α_0	C (Hz^2)
Ta	5	0.0086	9.7	0.0120	10.9×10^{15}
Ta	20	0.0100	6.7	0.0123	7.9×10^{15}
Ti	5	0.0057	4.9	0.0073	6.0×10^{15}
Ti	20	0.0068	3.1	0.0075	5.8×10^{15}
Au	5	-	-	0.0215	197.8×10^{15}
Au	20	0.0058 / 0.0244	22.6 / -	0.0131	33.1×10^{15}
Pt	5	0.0112	46.3	0.0254	63.3×10^{15}
Pt	20	0.0133	9.7	0.0147	6.4×10^{15}
Cu	5	-	-	0.0168	172.3×10^{15}
Cu	20	0.0070	8.8	0.0094	14.8×10^{15}
Ru	5	0.0154	4.0	0.0165	6.0×10^{15}
Ru	20	0.0080	7.7	0.0120	10.5×10^{15}

Tabela 6.3.: Parâmetros de amortecimento calculados utilizando as equações 6.5 e 6.7

Ru. Destas medidas foram calculados os campos de anisotropia presentes na amostras. O campo de anisotropia uniaxial varia pouco entre as amostras e se mantém num valor relativamente baixo ($H_k < 10\,Oe$). O campo de anisotropia fora do plano $H_\perp$ é fortemente dependente do tipo de material NM utilizado e é sistematicamente menor nas amostras com $t_{NiFe} = 20\,nm$, salvo no caso do Ta, onde é menor para $t_{NiFe} = 20\,nm$. As amostras com $H_\perp$ foram as com $t_{NiFe} = 20\,nm$ e NM = Ru ou Ti. As de maior $H_\perp$ foram as com $t_{NiFe} = 5\,nm$ e NM = Cu ou Au. Também foram calculados as larguras de linha e parâmetros de amortecimento utilizando dois métodos diferentes. As amostras com NM = Ti apresentaram as menores larguras de linha.

6.1.5. Conjunto de resultados ordenados por amostra

Nesta seção são apresentados, para proposito de referência, todos os resultados obtidos das amostras analisadas nesta seção. Estes resultados são apresentados, em formato padronizado, da figura 6.6 ate a figura 6.17, onde cada figura corresponde a uma amostra medida. Nos painéis (a) e (b) destas figuras, são apresentados os espectros de absorção (P vs H vs f) obtidos pela técnica de VNA-FMR, nas duas direções de campo externo medidas. Nos painel (c) de cada figura são apresentadas como símbolos pretos as relações de dispersão extraídas das medidas apresentadas nos painéis (a) e (b), e como linhas continuas as relações de dispersão calculadas utilizando a equação 6.3. Os parâmetros utilizados para este cálculo foram: $M_S = 800\,\mathrm{emu/cm^3}$, $\gamma = 17.6\,\mathrm{MHz/Oe}$ e os valores de $\mathrm{H_k}$ e $\mathrm{H_\perp}$ indicados na caixa de texto incluída no painel. No painel (d) de cada figura são apresentados como símbolos vermelhos os valores das larguras de linha em campo (ΔH vs f) extraídas dos quatro ramos de dispersão observado nas medidas apresentadas nos painéis (a) e (b). Estes valores são ajustados utilizando a equação 6.5. Os valores obtidos do ajuste são apresentados na caixa de texto incluída no painel. Os valores de ΔH foram medidos fazendo uso de um algoritmo automatizado programado especificamente para esta tarefa. Este algoritmo ajusta as curvas de (P vs H) para cada frequência medida, utilizando duas funções lorentzianas, uma para cada pico de absorção observado. As oscilações observadas nos resultados são produto do algoritmo e são mais pronunciadas quando a relação sinal ruido das medidas experimentais é ruim. A escala destes gráficos foi mantida constante para todas as amostras, salvo para as amostras com 5 nm de Permalloy e NM = Au, Pt ou Cu [Fig. 6.10, Fig. 6.12 e Fig. 6.14]. Para estas amostras a largura de linha é grande comparada com o resto de medidas e a relação sinal ruido é ruim e os dados obtidos são apresentados somente como referência, os ajustes nestes dados não tem significado físico. No painel (e) de cada figura são apresentadas as curvas de magnetização (M vs H) para as duas direções de campo externo medidas. No painel (f) de cada figura são apresentado como símbolos azuis os valores do parâmetro de amortecimento (α vs f) obtidos a partir dos dados do painel (d), utilizando a equação 6.6. Estes dados são ajustados à equação 6.7. Os valores obtidos do ajuste são apresentados na caixa de texto incluída no painel

Ta(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(5 nm)/Ta(5 nm)

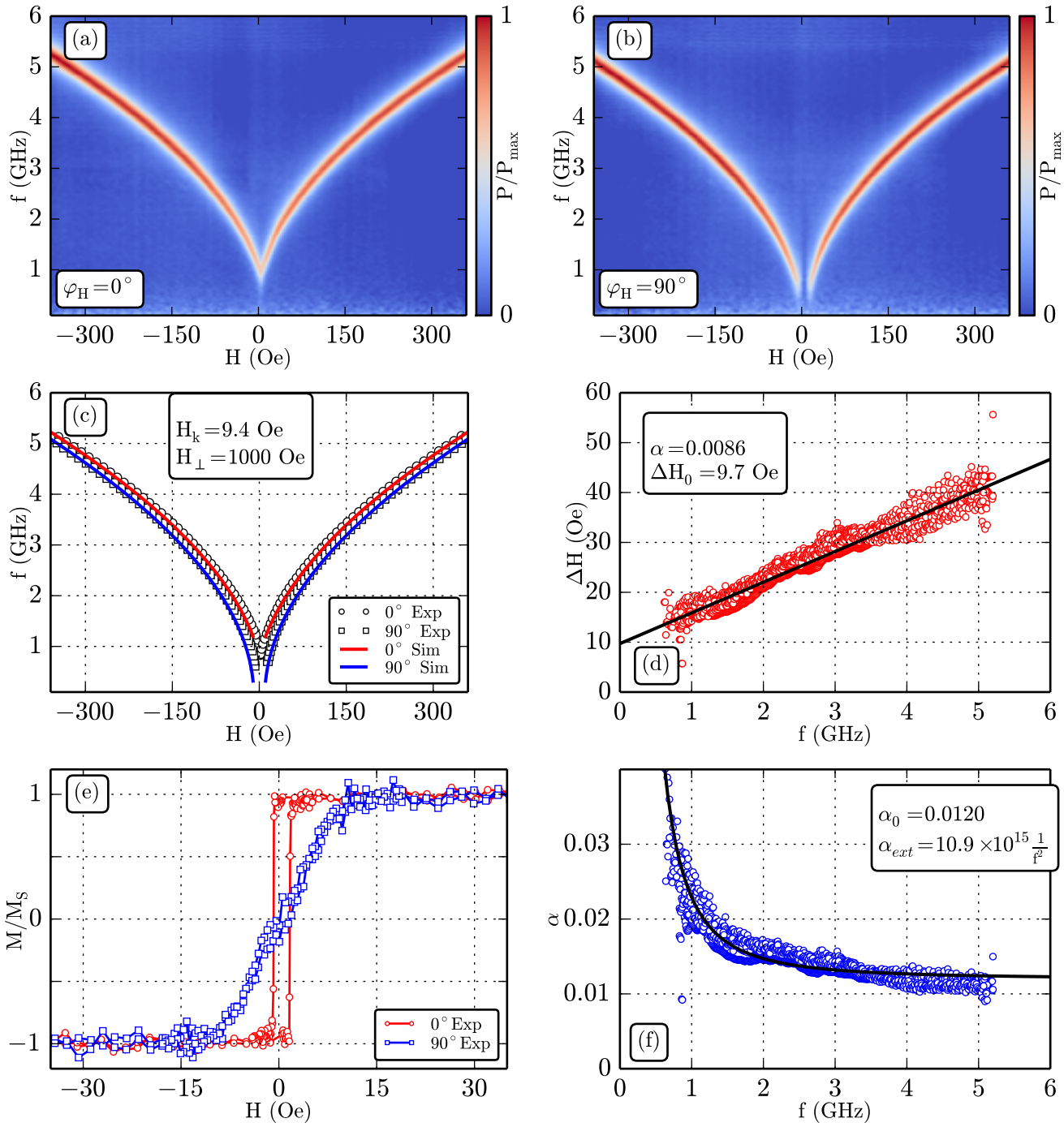


Figura 6.6.: Medidas realizadas na amostra Ta(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(5 nm)/Ta(5 nm). (a) e (b) espectros de absorção para $\varphi_H = 0°$ e $\varphi_H = 90°$ respetivamente, (c) relação de dispersão, (d) largura de linha em campo, (e) curvas de magnetização e (f) parâmetro α. Os símbolos são obtidos de medidas experimentais e as linhas continuas são ajustes ou simulações obtidas usando os parâmetros indicados nas figuras.

Ta(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(20 nm)/Ta(5 nm)

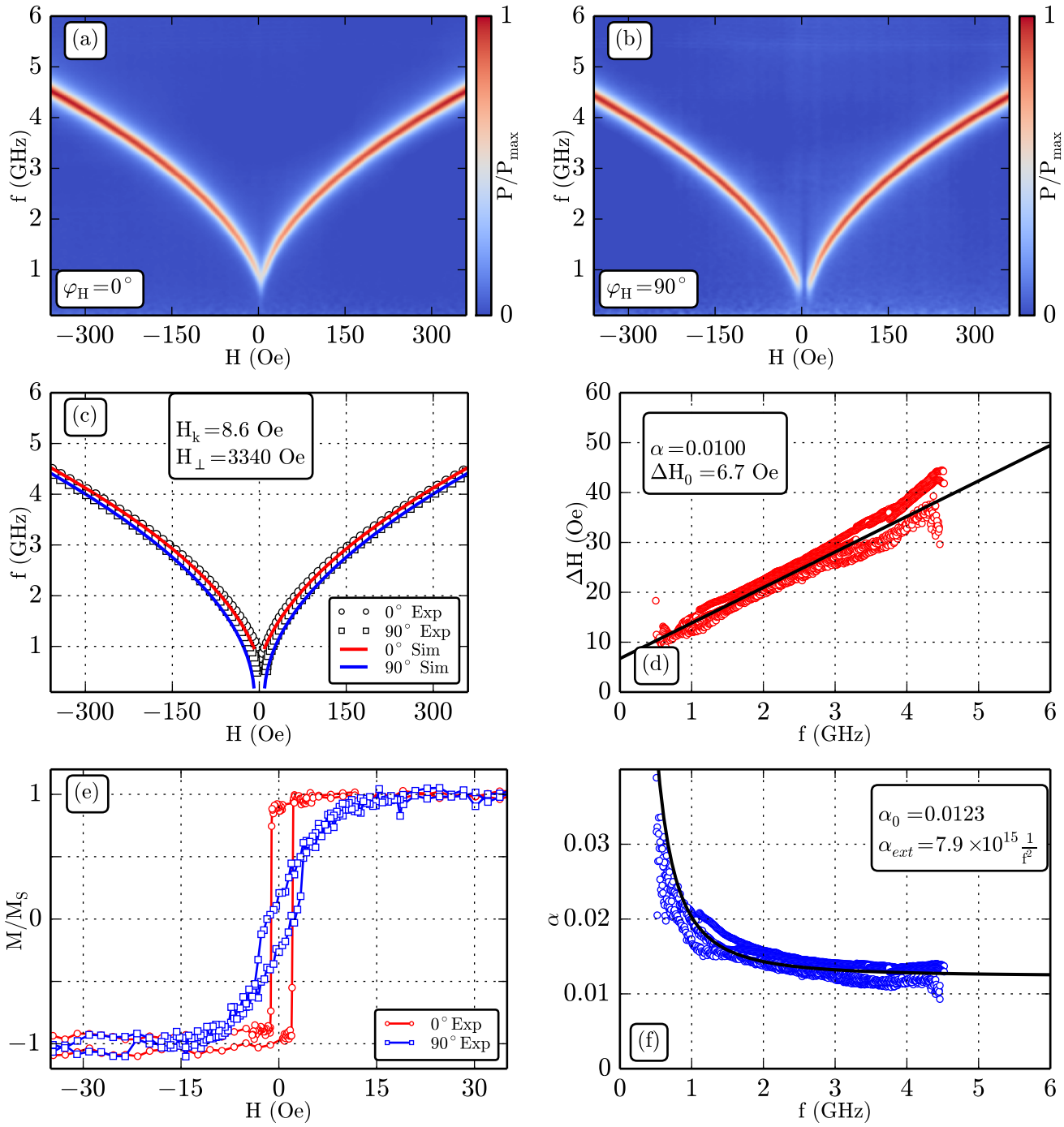


Figura 6.7.: Medidas realizadas na amostra Ta(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(20 nm)/Ta(5 nm). (a) e (b) espectros de absorção para $\varphi_H = 0°$ e $\varphi_H = 90°$ respetivamente, (c) relação de dispersão, (d) largura de linha em campo, (e) curvas de magnetização e (f) parâmetro α. Os símbolos são obtidos de medidas experimentais e as linhas continuas são ajustes ou simulações obtidas usando os parâmetros indicados nas figuras.

Ti(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(5 nm)/Ti(5 nm)

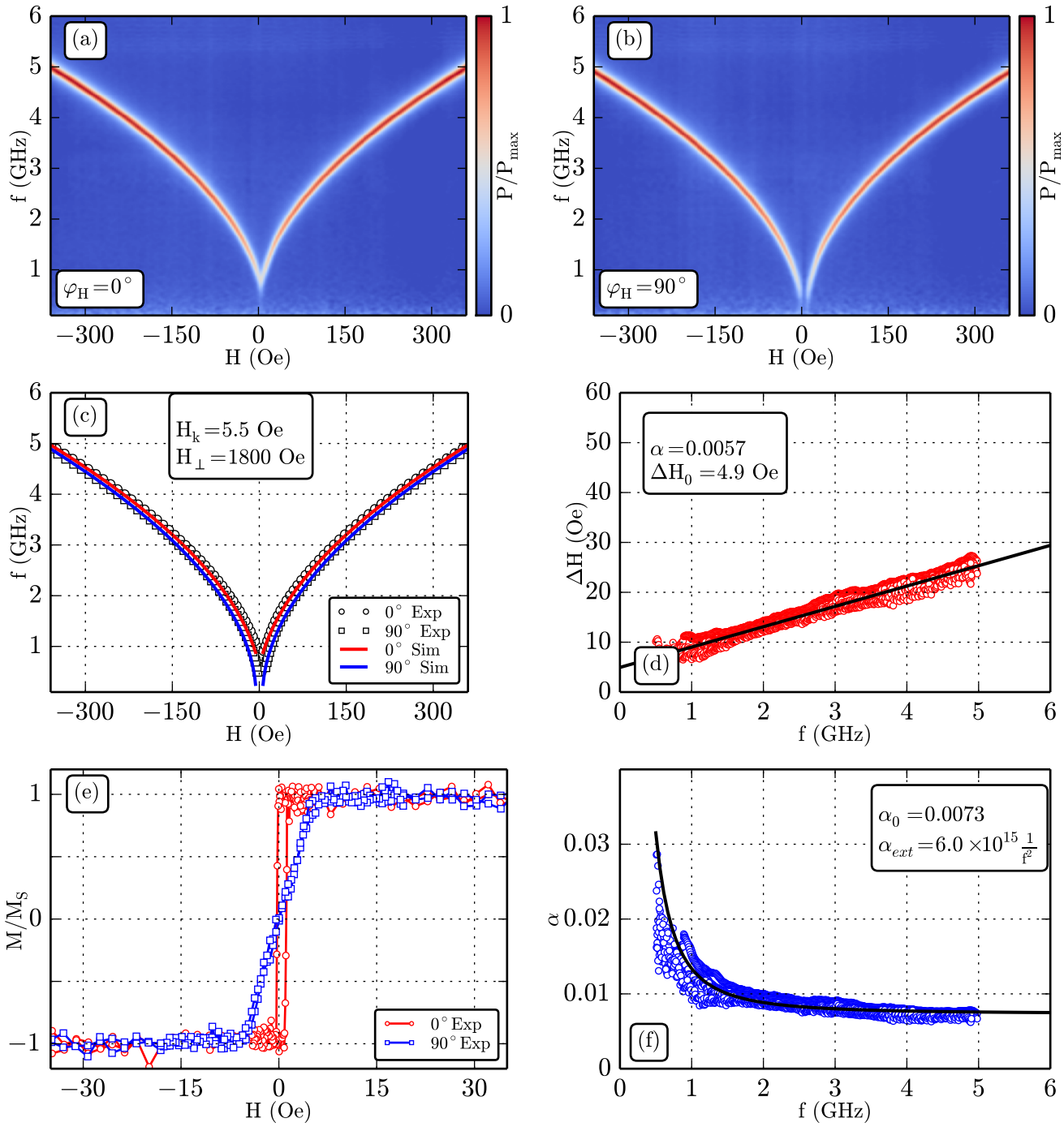


Figura 6.8.: Medidas realizadas na amostra Ti(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(5 nm)/Ti(5 nm). (a) e (b) espectros de absorção para $\varphi_H = 0°$ e $\varphi_H = 90°$ respetivamente, (c) relação de dispersão, (d) largura de linha em campo, (e) curvas de magnetização e (f) parâmetro α. Os símbolos são obtidos de medidas experimentais e as linhas continuas são ajustes ou simulações obtidas usando os parâmetros indicados nas figuras.

Ti(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(20 nm)/Ti(5 nm)

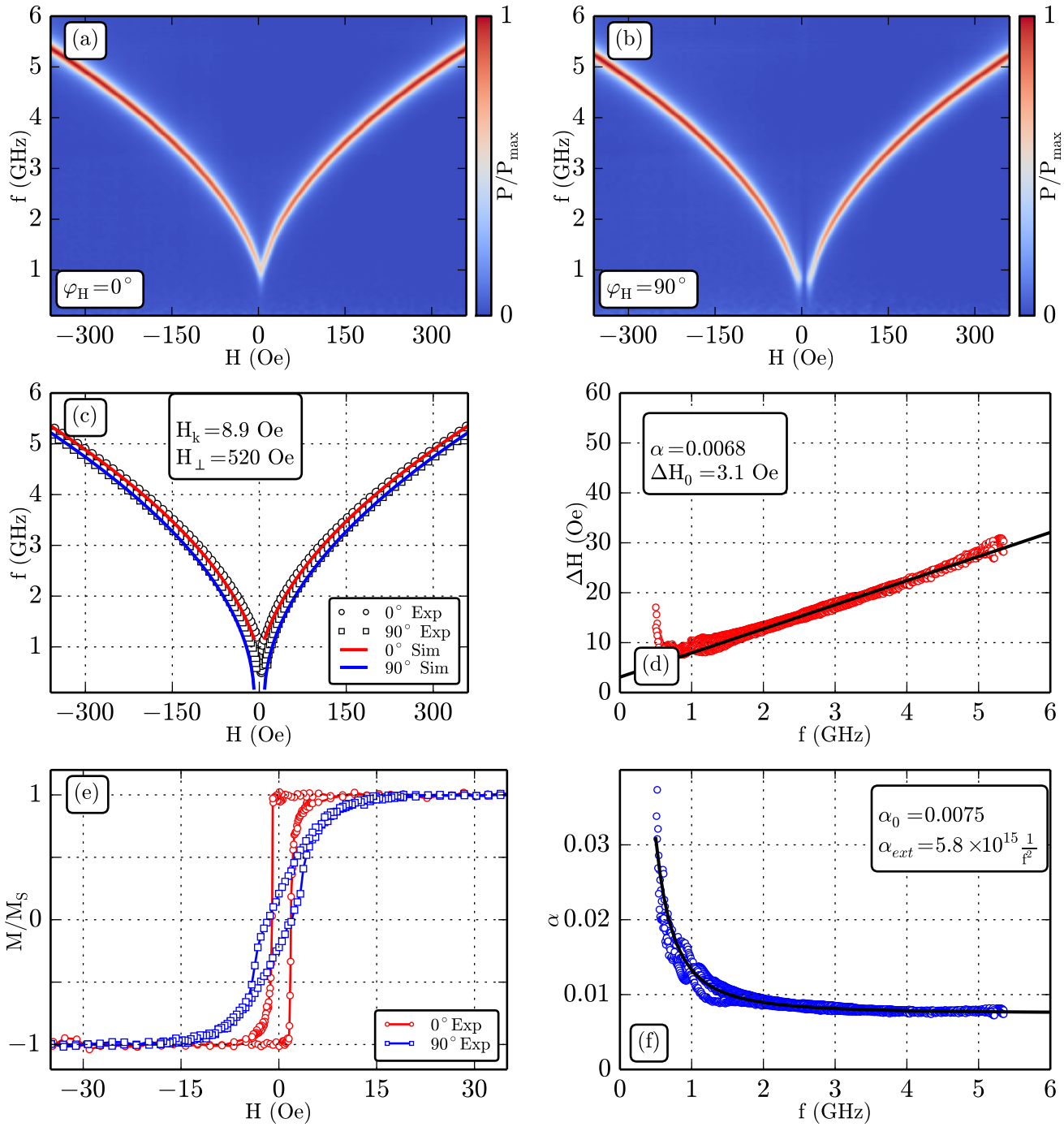


Figura 6.9.: Medidas realizadas na amostra Ti(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(20 nm)/Ti(5 nm). (a) e (b) espectros de absorção para $\varphi_H = 0°$ e $\varphi_H = 90°$ respetivamente, (c) relação de dispersão, (d) largura de linha em campo, (e) curvas de magnetização e (f) parâmetro α. Os símbolos são obtidos de medidas experimentais e as linhas continuas são ajustes ou simulações obtidas usando os parâmetros indicados nas figuras.

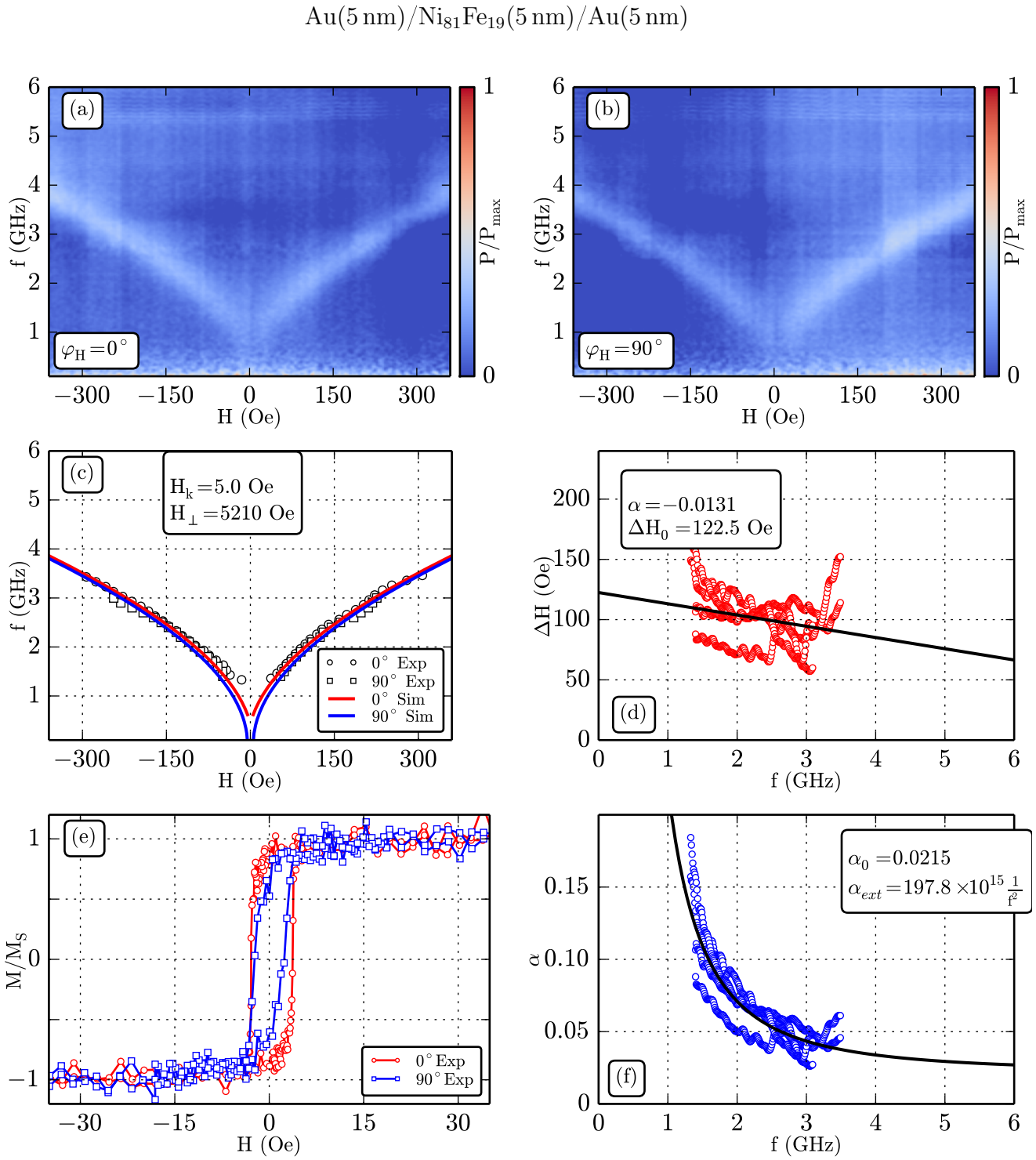


Figura 6.10.: Medidas realizadas na amostra Au(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(5 nm)/Au(5 nm). (a) e (b) espectros de absorção para $\varphi_H = 0°$ e $\varphi_H = 90°$ respetivamente, (c) relação de dispersão, (d) largura de linha em campo, (e) curvas de magnetização e (f) parâmetro α. Os símbolos são obtidos de medidas experimentais e as linhas continuas são ajustes ou simulações obtidas usando os parâmetros indicados nas figuras.

Au(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(20 nm)/Au(5 nm)

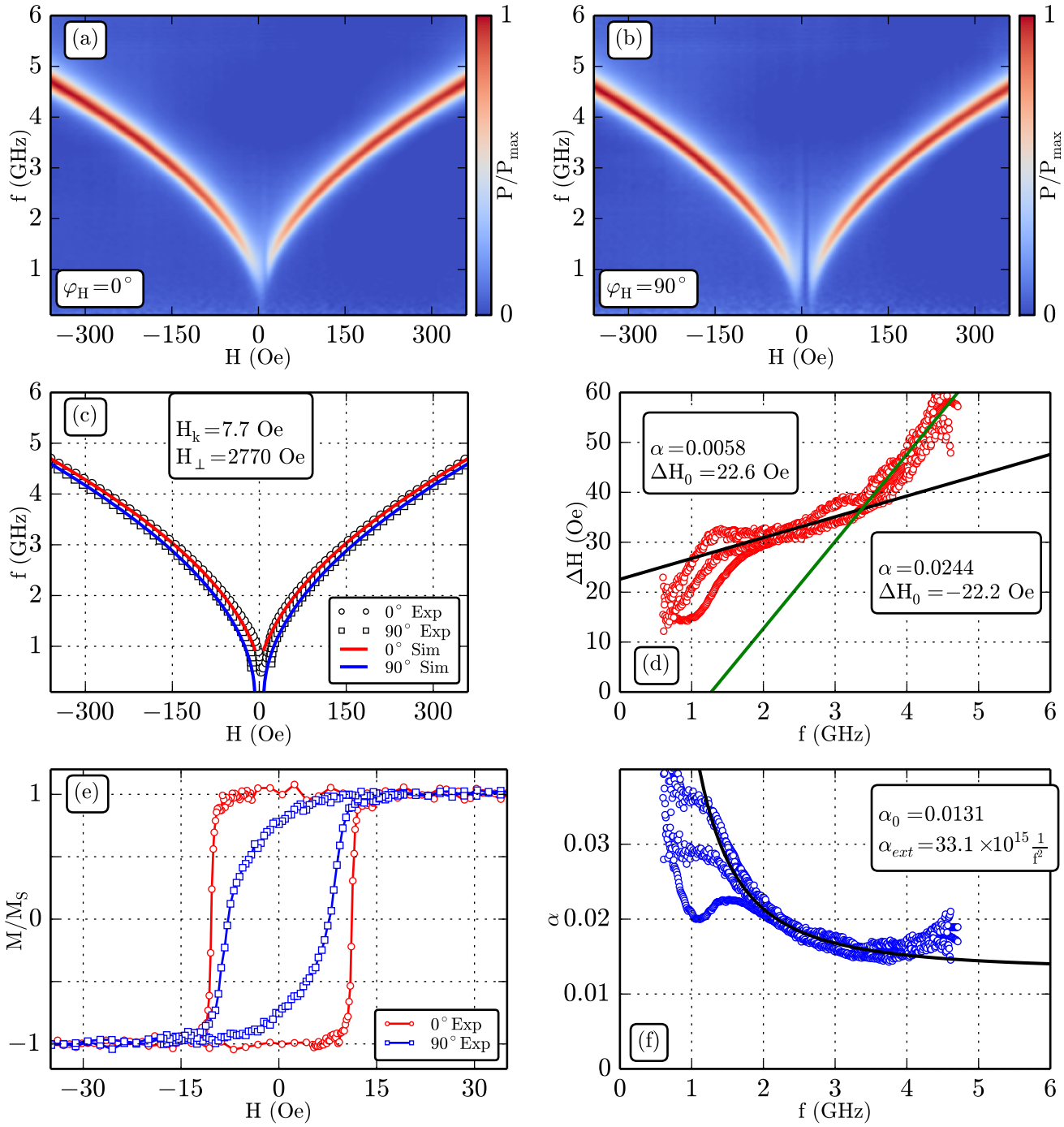


Figura 6.11.: Medidas realizadas na amostra Au(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(20 nm)/Au(5 nm). (a) e (b) espectros de absorção para $\varphi_H = 0°$ e $\varphi_H = 90°$ respetivamente, (c) relação de dispersão, (d) largura de linha em campo, (e) curvas de magnetização e (f) parâmetro α. Os símbolos são obtidos de medidas experimentais e as linhas continuas são ajustes ou simulações obtidas usando os parâmetros indicados nas figuras.

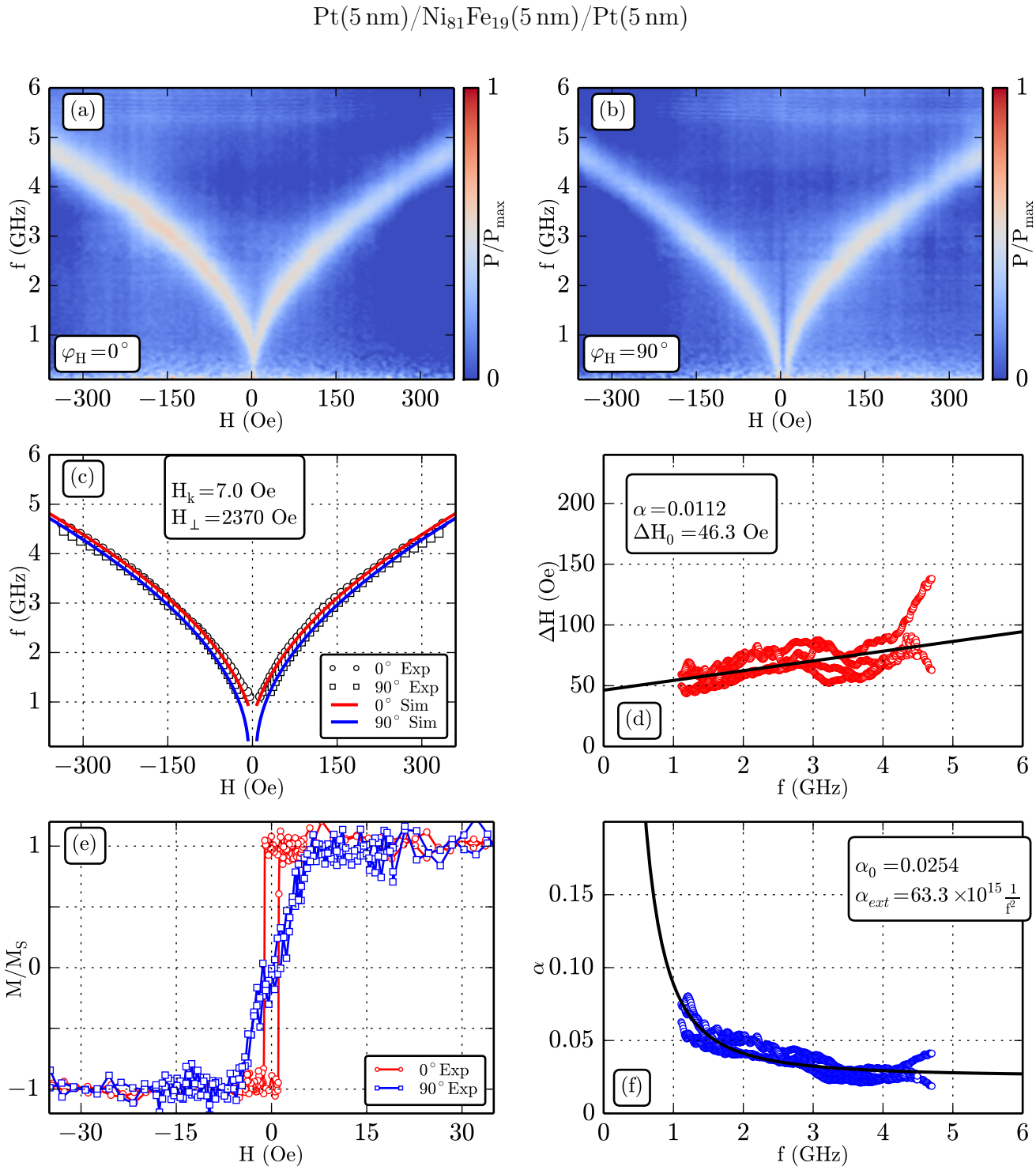


Figura 6.12.: Medidas realizadas na amostra Pt(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(5 nm)/Pt(5 nm). (a) e (b) espectros de absorção para $\varphi_H = 0°$ e $\varphi_H = 90°$ respetivamente, (c) relação de dispersão, (d) largura de linha em campo, (e) curvas de magnetização e (f) parâmetro α. Os símbolos são obtidos de medidas experimentais e as linhas continuas são ajustes ou simulações obtidas usando os parâmetros indicados nas figuras.

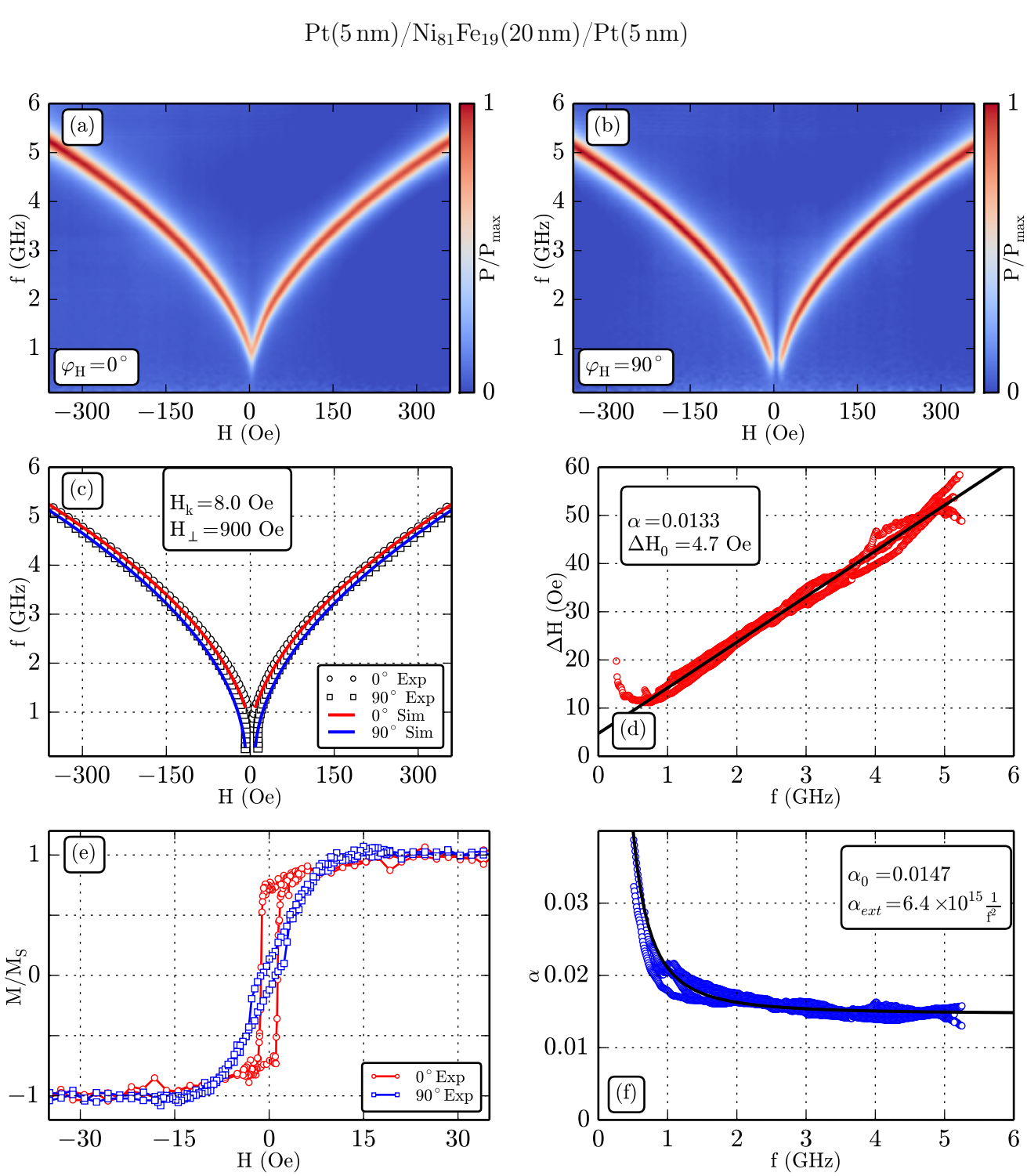


Figura 6.13.: Medidas realizadas na amostra Pt(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(20 nm)/Pt(5 nm). (a) e (b) espectros de absorção para $\varphi_H = 0°$ e $\varphi_H = 90°$ respetivamente, (c) relação de dispersão, (d) largura de linha em campo, (e) curvas de magnetização e (f) parâmetro α. Os símbolos são obtidos de medidas experimentais e as linhas continuas são ajustes ou simulações obtidas usando os parâmetros indicados nas figuras.

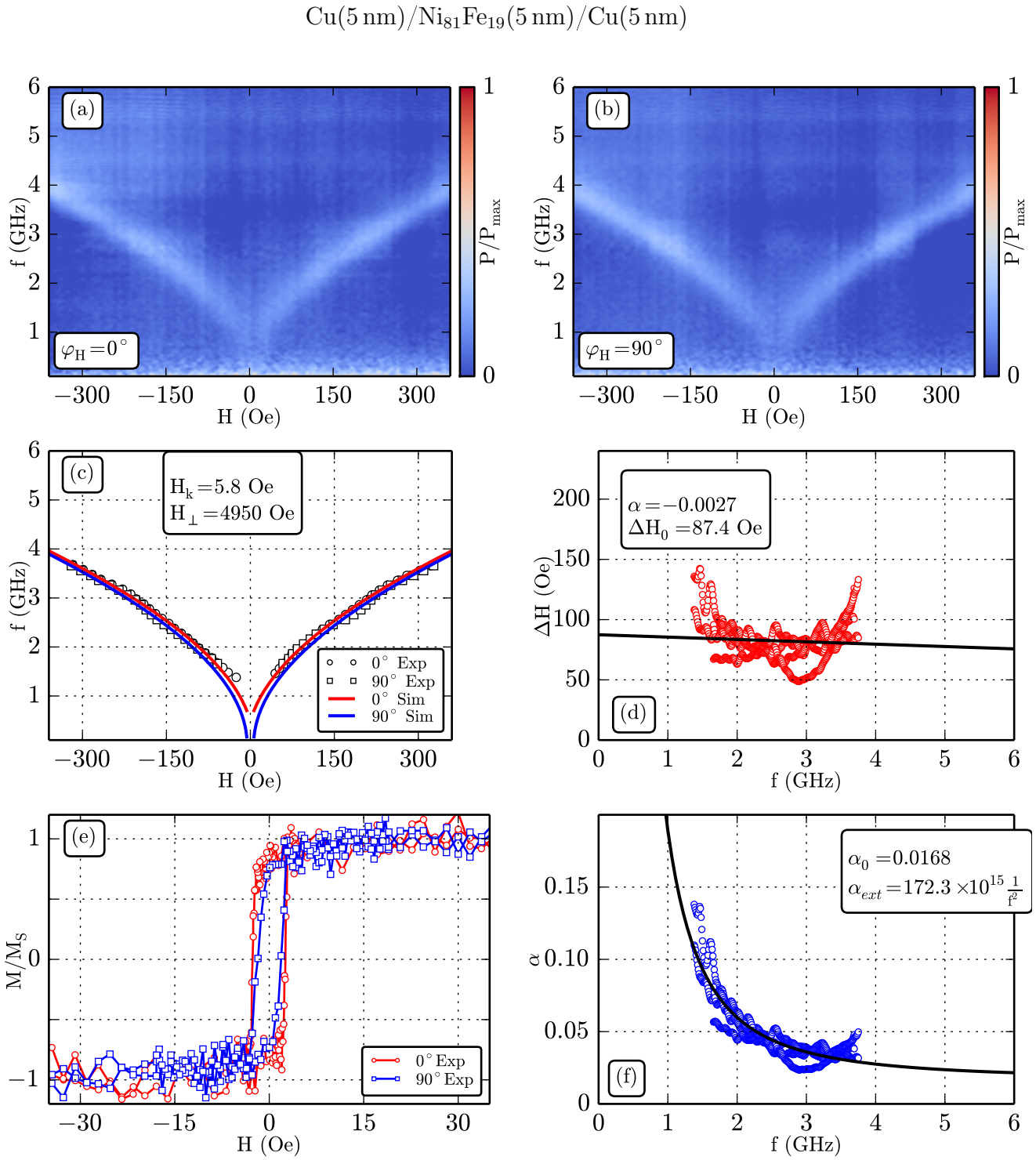


Figura 6.14.: Medidas realizadas na amostra Cu(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(5 nm)/Cu(5 nm). (a) e (b) espectros de absorção para $\varphi_H = 0°$ e $\varphi_H = 90°$ respetivamente, (c) relação de dispersão, (d) largura de linha em campo, (e) curvas de magnetização e (f) parâmetro α. Os símbolos são obtidos de medidas experimentais e as linhas continuas são ajustes ou simulações obtidas usando os parâmetros indicados nas figuras.

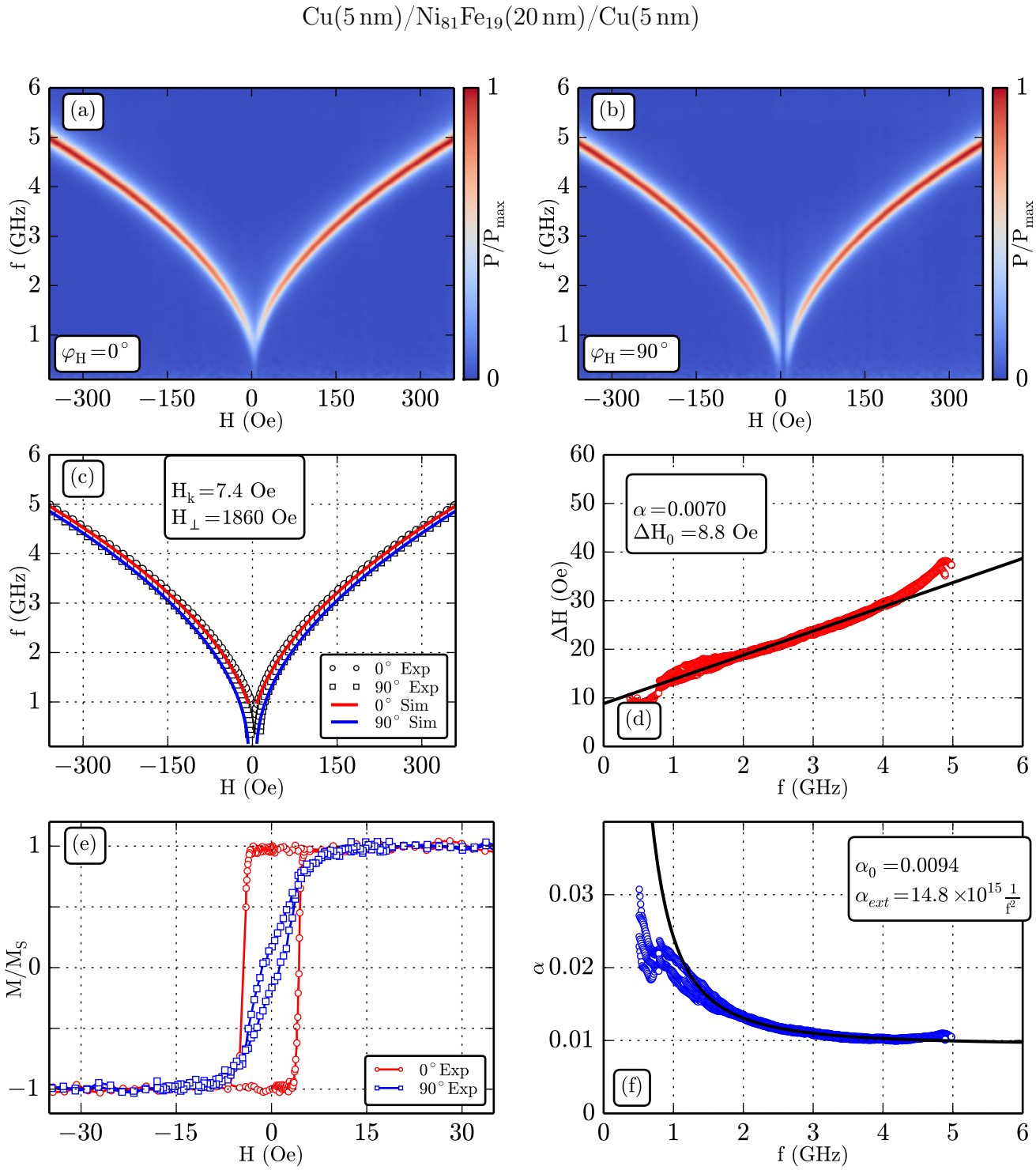


Figura 6.15.: Medidas realizadas na amostra Cu(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(20 nm)/Cu(5 nm). (a) e (b) espectros de absorção para $\varphi_H = 0°$ e $\varphi_H = 90°$ respetivamente, (c) relação de dispersão, (d) largura de linha em campo, (e) curvas de magnetização e (f) parâmetro α. Os símbolos são obtidos de medidas experimentais e as linhas continuas são ajustes ou simulações obtidas usando os parâmetros indicados nas figuras.

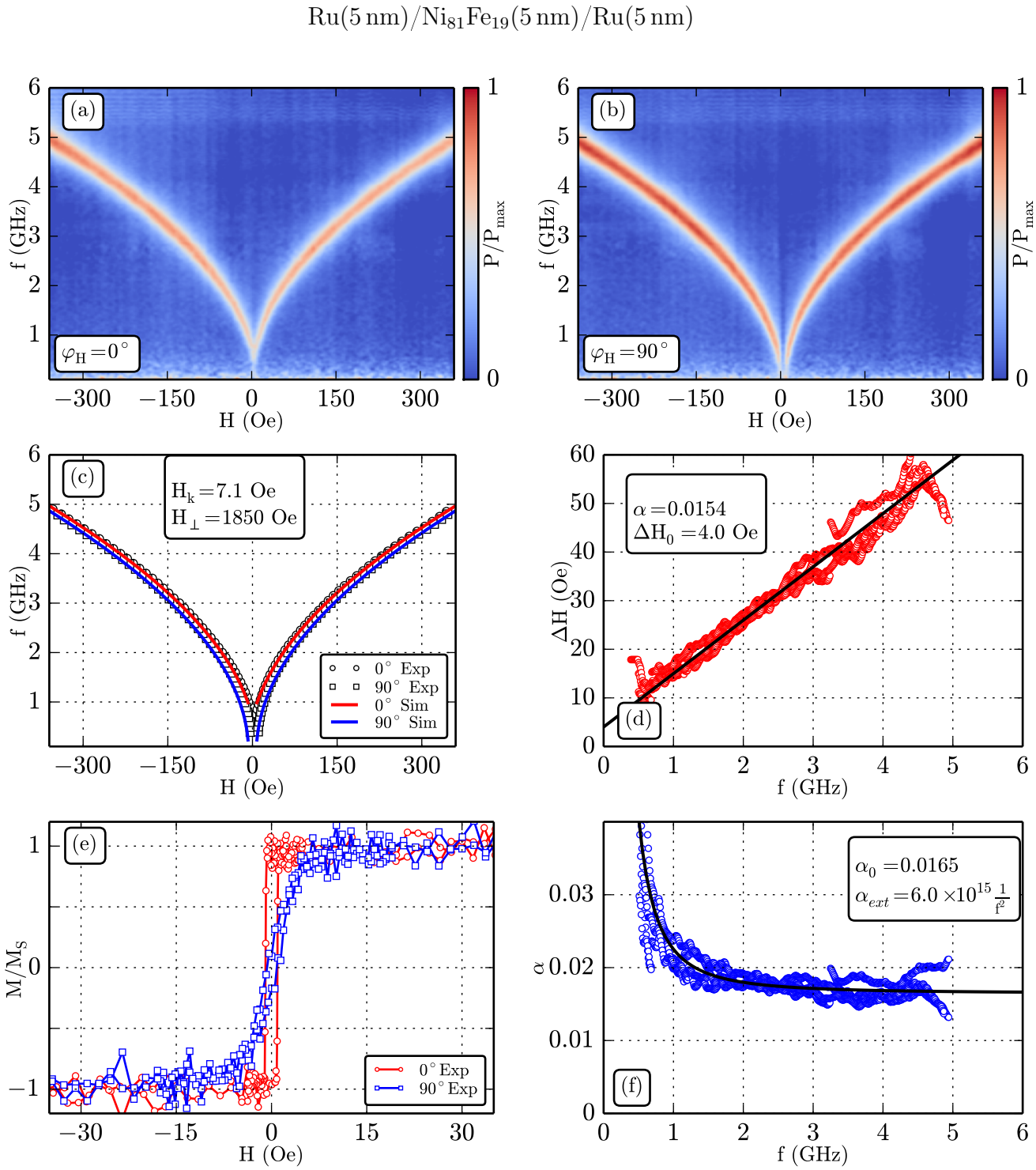


Figura 6.16.: Medidas realizadas na amostra Ru(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(5 nm)/Ru(5 nm). (a) e (b) espectros de absorção para $\varphi_H = 0°$ e $\varphi_H = 90°$ respetivamente, (c) relação de dispersão, (d) largura de linha em campo, (e) curvas de magnetização e (f) parâmetro α. Os símbolos são obtidos de medidas experimentais e as linhas continuas são ajustes ou simulações obtidas usando os parâmetros indicados nas figuras.

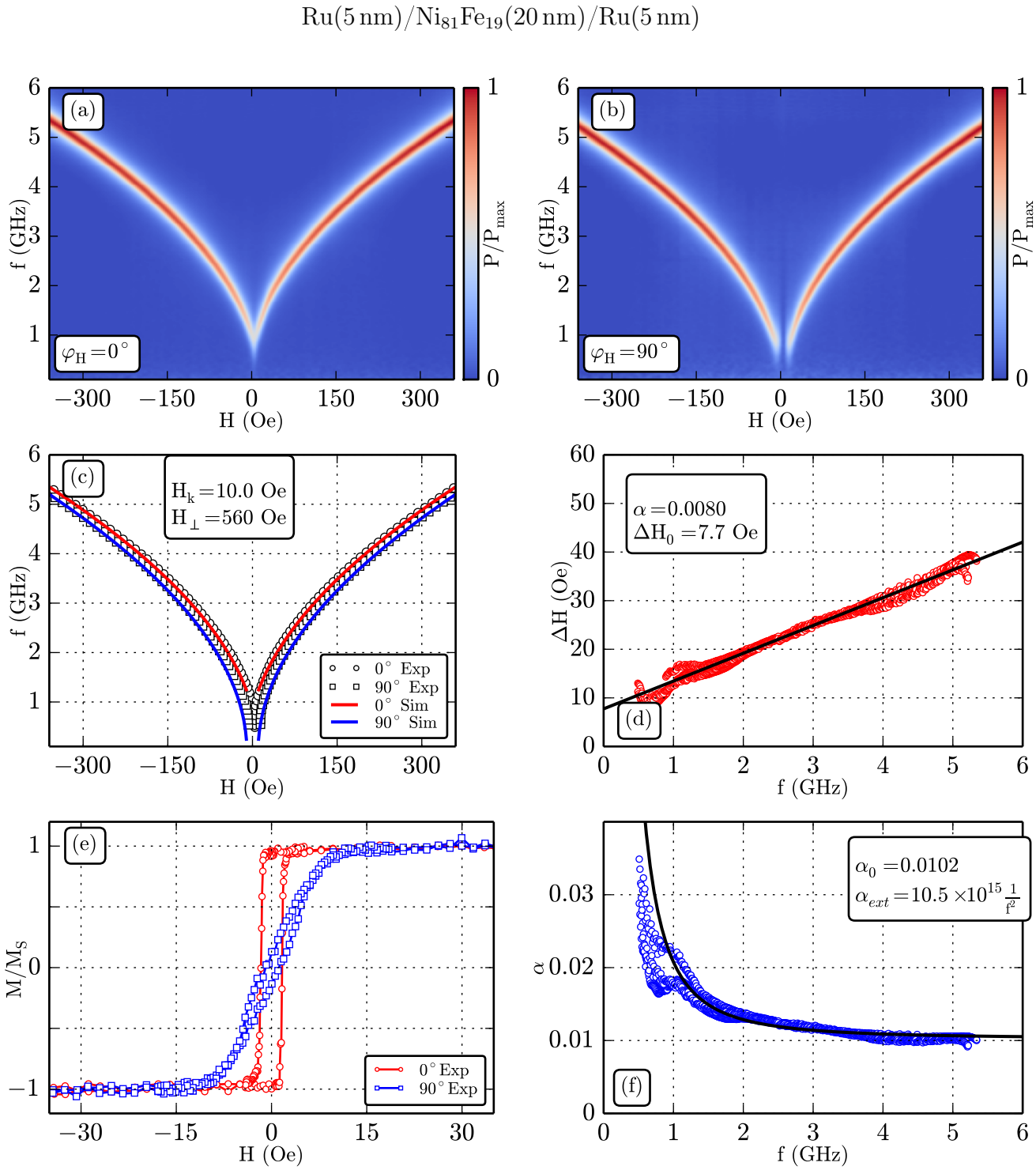


Figura 6.17.: Medidas realizadas na amostra Ru(5 nm)/$Ni_{81}Fe_{19}$(20 nm)/Ru(5 nm). (a) e (b) espectros de absorção para $\varphi_H = 0°$ e $\varphi_H = 90°$ respetivamente, (c) relação de dispersão, (d) largura de linha em campo, (e) curvas de magnetização e (f) parâmetro α. Os símbolos são obtidos de medidas experimentais e as linhas continuas são ajustes ou simulações obtidas usando os parâmetros indicados nas figuras.

6.2. Acoplamento entre camadas em sistemas tipo FM/NM/FM/AFM

Nesta seção são apresentadas as medidas sobre sistemas com configuração FM/NM/FM/AFM, e são discutidos os resultados com ajuda do modelo apresentado no capítulo 3.

A grande importância tecnológica deste tipo de sistemas por sua aplicação em dispositivos como válvulas de spin, e sistemas magnéticos sintéticos já foi apresentada previamente nesta tese, no capítulo 1.

Este tipo de sistemas pode ser descrito como composto por duas camadas FM, uma libre, e outra presa devido ao acoplamento com a camada AFM. Isto permite separar as respostas magnéticas de cada camada FM tanto nas curvas de magnetização ou de magneto resistência, como nas medidas de VNA-FMR. O espaçador NM entre as camadas FM controla o acoplamento entre estas. Quando o acoplamento entre as camadas FM é nulo ou pequeno comparado ao acoplamento FM/AFM, o sistema se comporta como uma válvula de spin. Caso o acoplamento seja forte, o sistema é um antiferromagneto sintético se o acoplamento favorece a configuração antiparalela entre as camadas FM, e quando o acoplamento favorece a configuração paralela o sistema pode é chamado de ferrimagneto sintético.

As medidas de VNA-FMR realizadas sobre este tipo de sistemas apresentam dois modos de ressonância correspondentes a cada cada uma das camadas FM para cada campo aplicado. Será mostrado que o acoplamento entre as camadas FM modifica as amplitudes dos espectro de absorção e as relações de dispersão de ambos modos de ressonância. As medidas de VNA-FMR permitem achar, sem ambiguidade, todos os campos de anisotropias e de acoplamentos do sistema.

Nas amostras fabricadas o material FM utilizado foi *Permalloy* $Ni_{81}Fe_{19}$, o AFM utilizado foi $Ir_{80}Mn_{20}$, e os espaçadores NM foram feitos de Cu ou Ru. As amostras foram depositadas por magnétron sputtering sobre substratos de Si $< 100 >$ com camada de óxido nativo. O deposito foi realizado a uma pressão de trabalho de 5 mTorr, num fluxo de 50 sccm de Ar, após de ter atingido uma pressão base de 1×10^{-7} Torr na câmera principal do equipamento utilizado.

Durante a deposição, um campo magnético de aproximadamente 1 kOe foi aplicado na amostra com o fim de induzir o efeito de exchange-bias nestas.

As amostras foram depositadas com as seguintes estruturas:

- Ta(5 nm)/NiFe(20 nm)/Cu(t_{Cu})/NiFe(20 nm)/IrMn(15 nm)/Ta(5 nm)
- Ta(5 nm)/NiFe(10 nm)/Cu(t_{Cu})/NiFe(20 nm)/IrMn(15 nm)/Ta(5 nm)
- Ta(5 nm)/NiFe(20 nm)/Ru(t_{Ru})/NiFe(20 nm)/IrMn(15 nm)/Ta(5 nm)

onde os espaçadores de Cu ou Ru variam de espessuras t_{Cu} ou t_{Ru} entre os valores de 0.50, 0.75, 1.00, 1.50, 2.00 ou 2.50 nm e controlam o acoplamento entre as camadas FM. Para todas estas amostras foram realizadas medidas de magnetização (M vs. H), e medidas de VNA-FMR onde foram obtidos os espetros de (P vs H vs f) com os algoritmos de análise explicados na secção 5.3.

6.2.1. Modelo

Para descrever os sistemas tipo FM/NM/FM/AFM foram utilizados os modelos descritos no capitulo 3 Neste caso a energia livre do sistema é descrita como a soma da energia livres da camada presa (P) E_P, a energia da camada livre (L) E_L e um termo E_I que descreve a interação efetiva entre as duas camadas. A energia total do sistema é descrita como:

$$E = E_L + E_P + E_I \tag{6.9}$$

Para a energia livre da camada livre foram levados em consideração os termos de Zeeman, anisotropia uniaxial no plano da amostra, anisotropia de forma e anisotropia fora do plano. No caso da camada presa foram considerados, também, o termo de exchange-bias que tenta manter a magnetização desta camada na direção da anisotropia induzida pelo acoplamento com o AFM e o termo de anisotropia rodável também relacionado ao acoplamento FM/AFM. Os termos E_L

e E_{P} podem ser expressados como:

$$\begin{aligned} E_{\mathrm{L}} = \mathrm{A}\,\mathrm{t_L}\,M_S \Big[& 2\pi M_S(\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{L}}\cdot\vec{\mathbf{n}})^2 - \frac{1}{2}\mathrm{H}_{\perp}^{\mathrm{L}}(\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{L}}\cdot\vec{\mathbf{n}})^2 \\ & -\mathrm{H}(\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{L}}\cdot\vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{H}}) - \frac{1}{2}\mathrm{H}_{\mathrm{K}}^{\mathrm{L}}(\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{L}}\cdot\vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{e.a}})^2 \Big] \\ E_{\mathrm{Presa}} = \mathrm{A}\,\mathrm{t_P}\,M_S \Big[& 2\pi M_S(\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{P}}\cdot\vec{\mathbf{n}})^2 - \frac{1}{2}\mathrm{H}_{\perp}^{\mathrm{P}}(\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{P}}\cdot\vec{\mathbf{n}})^2 \\ & - \mathrm{H}_{\mathrm{EB}}(\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{P}}\cdot\vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{e.a}}) - \mathrm{H}_{\mathrm{RA}}(\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{P}}\cdot\vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{RA}}) \\ & -\mathrm{H}(\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{P}}\cdot\vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{H}}) - \frac{1}{2}\mathrm{H}_{\mathrm{K}}^{\mathrm{P}}(\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{P}}\cdot\vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{e.a}})^2 \Big] \end{aligned} \tag{6.10}$$

onde A é a área dos filmes, $\mathrm{t_L}$ e $\mathrm{t_P}$ são as espessuras das camadas, M_S é a magnetização de saturação do Permalloy, $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{L}}$ e $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{P}}$ os vetores unitários que indicam a direção da magnetização das camadas, $\vec{\mathbf{n}}$ o unitário vetor normal à superfície da amostra, $\vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{e.a}}$ o vetor que define o eixo das anisotropias uniaxial e unidirecional (exchange-bias) da amostra, finalmente $\vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{RA}}$ define o eixo da anisotropia rodável o qual segue a direção da magnetização da camada presa da amostra.

O termo de energia de interação entre as camadas E_{I} pode ser expressado como:

$$E_{\mathrm{I}} = \mathrm{A}\left[-J_1\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{L}}\cdot\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{P}} + J_2\left(\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{L}}\cdot\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{P}}\right)^2\right] \tag{6.11}$$

onde J_1 e J_2 são as constantes de interação bipolar e biquadratica respetivamente.

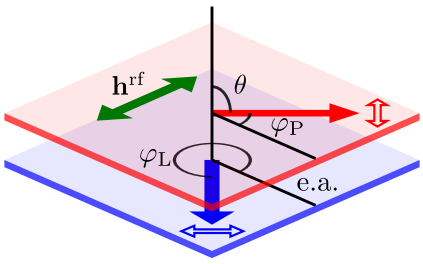


Figura 6.18.: Diagrama esquemático do sistema teórico utilizado para as simulações numéricas. Os vetores de magnetização (setas preenchidas) estão no plano da amostra, as suas orientações estão definidas pelos ângulos θ e φ medidos da normal do plano e do eixo de anisotropias (e.a.), respetivamente. Os vetores oscilantes (setas não preenchidas) são paralelos às direções $\hat{\varphi}$ (não mostradas). O campo de radio frequência $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ é também paralelo ao plano da amostra e perpendicular

Para o análise do sistema, é conveniente expressar a energia livre em termos dos ângulos polar θ e azimutal φ da magnetização de cada camada, como apresentados na figura 6.18. Neste tipo

de amostras (filmes finos) a energia de forma é o termo dominante e os vetores magnetização ficam sempre no plano dos filmes, portanto $\theta = \pi/2$. O eixo de anisotropia foi escolhido paralelo a $\varphi = 0$, e o campo externo é aplicado na direção φ_{H}. Nestas estas condições, a densidade de energia livre normalizada ($\eta = \frac{E}{M_S\,\mathrm{A}\,\mathrm{t_L}}$) em função da camada L pode ser expressa, mantendo somente os termos dependentes de φ, como:

$$\begin{aligned}
\eta_{\mathrm{L}} &= -\,\mathrm{H}\cos(\varphi_{\mathrm{H}} - \varphi_{\mathrm{L}}) - \frac{1}{2}\mathrm{H}_{\mathrm{k}}^{\mathrm{L}}\cos^2(\varphi_{\mathrm{L}}) \\
\frac{\mathrm{t_L}}{\mathrm{t_P}}\eta_{\mathrm{P}} &= -\,\mathrm{H}\cos(\varphi_{\mathrm{H}} - \varphi_{\mathrm{P}}) - \mathrm{H}_{\mathrm{EB}}\cos(\varphi_{\mathrm{P}}) - \frac{1}{2}\mathrm{H}_{\mathrm{k}}^{\mathrm{P}}\cos^2(\varphi_{\mathrm{P}}) \\
\eta_{\mathrm{I}} &= -\,\mathrm{H}_1^{\mathrm{J}}\cos(\varphi_{\mathrm{P}} - \varphi_{\mathrm{L}}) + \mathrm{H}_2^{\mathrm{J}}\cos^2(\varphi_{\mathrm{P}} - \varphi_{\mathrm{L}})
\end{aligned} \tag{6.12}$$

onde $\mathrm{H}_1^{\mathrm{J}} = \frac{\mathrm{J}_1}{\mathrm{t_L}\,M_S}$ e $\mathrm{H}_2^{\mathrm{J}} = \frac{\mathrm{J}_2}{\mathrm{t_L}\,M_S}$.

Minimizando $\eta = \eta_{\mathrm{L}} + \eta_{\mathrm{P}} + \eta_{\mathrm{I}}$ para um certo valor de campo H os valores dos ângulos de equilíbrio φ_{L} e φ_{P} dos vetores magnetização, podem ser deduzidos. Para calcular as propriedades magnéticas dinâmicas do sistema é necessário a aplicação do modelo descrito no capítulo 3. As relações de dispersão são calculadas a partir das soluções da equação 3.14 acondicionada para este sistema

$$[\mathbf{\Lambda}][\mathbf{\Upsilon}][\eta_{\mathbf{\Omega\Omega}}]\delta\mathbf{\Omega} = j\omega_r\delta\mathbf{\Omega} \tag{6.13}$$

onde as matrizes $[\mathbf{\Lambda}]$ e $[\mathbf{\Upsilon}]$ para este sistema estão dadas por:

$$[\mathbf{\Lambda}] = \gamma\begin{bmatrix} \frac{1}{1+\alpha_{\mathrm{P}}^2}\begin{pmatrix}\alpha_{\mathrm{P}} & 1\\ -1 & \alpha_{\mathrm{P}}\end{pmatrix} & 0 \\ 0 & \frac{1}{1+\alpha_{\mathrm{L}}^2}\begin{pmatrix}\alpha_{\mathrm{L}} & 1\\ -1 & \alpha_{\mathrm{L}}\end{pmatrix}\end{bmatrix} \tag{6.14}$$

$$[\mathbf{\Upsilon}] = \begin{bmatrix} -\frac{\mathrm{t_L}}{\mathrm{t_P}} & & 0 \\ & -\frac{\mathrm{t_L}}{\mathrm{t_P}} & \\ & & -1 \\ 0 & & \end{bmatrix} \tag{6.15}$$

e os valores não nulos da matriz $[\eta_{\mathbf{\Omega\Omega}}]$ são

$$\begin{aligned}
\eta_{\theta_{\mathrm{P}}\theta_{\mathrm{P}}} =& \frac{\mathrm{t_P}}{\mathrm{t_L}}\left[4\pi M_S - \mathrm{H}_{\perp}^{\mathrm{P}} + \mathrm{H}\cos(\varphi_{\mathrm{H}}-\varphi_{\mathrm{P}}) + \mathrm{H}_{\mathrm{k}}^{\mathrm{P}}\cos^2\varphi_{\mathrm{P}} + \mathrm{H}_{\mathrm{EB}}\cos\varphi_{\mathrm{P}} + \mathrm{H_R}\right] \\
&+ \mathrm{H}_1^{\mathrm{J}}\cos(\varphi_{\mathrm{P}}-\varphi_{\mathrm{L}}) - 2\mathrm{H}_2^{\mathrm{J}}\cos^2(\varphi_{\mathrm{P}}-\varphi_{\mathrm{L}}) \\
\eta_{\varphi_{\mathrm{P}}\varphi_{\mathrm{P}}} =& \frac{\mathrm{t_P}}{\mathrm{t_L}}\left[\mathrm{H}\cos(\varphi_{\mathrm{H}}-\varphi_{\mathrm{P}}) + \mathrm{H}_{\mathrm{k}}^{\mathrm{P}}\cos(2\varphi_{\mathrm{P}}) + \mathrm{H}_{\mathrm{EB}}\cos\varphi_{\mathrm{P}} + \mathrm{H_R}\right] \\
&+ \mathrm{H}_1^{\mathrm{J}}\cos(\varphi_{\mathrm{P}}-\varphi_{\mathrm{L}}) - 2\mathrm{H}_2^{\mathrm{J}}\cos(2(\varphi_{\mathrm{P}}-\varphi_{\mathrm{L}})) \\
\eta_{\theta_{\mathrm{L}}\theta_{\mathrm{L}}} =& 4\pi M_S - \mathrm{H}_{\perp}^{\mathrm{L}} + \mathrm{H}\cos(\varphi_{\mathrm{H}}-\varphi_{\mathrm{L}}) + \mathrm{H}_{\mathrm{k}}^{\mathrm{L}}\cos^2\varphi_{\mathrm{L}} \\
&+ \mathrm{H}_1^{\mathrm{J}}\cos(\varphi_{\mathrm{P}}-\varphi_{\mathrm{L}}) - 2\mathrm{H}_2^{\mathrm{J}}\cos^2(\varphi_{\mathrm{P}}-\varphi_{\mathrm{L}}) \\
\eta_{\varphi_{\mathrm{L}}\varphi_{\mathrm{L}}} =& \mathrm{H}\cos(\varphi_{\mathrm{H}}-\varphi_{\mathrm{L}}) + \mathrm{H}_{\mathrm{k}}^{\mathrm{L}}\cos(2\varphi_{\mathrm{L}}) \\
&+ \mathrm{H}_1^{\mathrm{J}}\cos(\varphi_{\mathrm{P}}-\varphi_{\mathrm{L}}) - 2\mathrm{H}_2^{\mathrm{J}}\cos(2(\varphi_{\mathrm{P}}-\varphi_{\mathrm{L}})) \\
\eta_{\theta_{\mathrm{P}}\theta_{\mathrm{L}}} =& \eta_{\theta_{\mathrm{L}}\theta_{\mathrm{P}}} \\
=& -\mathrm{H}_1^{\mathrm{J}} + 2\mathrm{H}_2^{\mathrm{J}}\cos(\varphi_{\mathrm{P}}-\varphi_{\mathrm{L}}) \\
\eta_{\varphi_{\mathrm{P}}\varphi_{\mathrm{L}}} =& \eta_{\varphi_{\mathrm{L}}\varphi_{\mathrm{P}}} \\
=& -\mathrm{H}_1^{\mathrm{J}}\cos(\varphi_{\mathrm{P}}-\varphi_{\mathrm{L}}) + 2\mathrm{H}_2^{\mathrm{J}}\cos(2(\varphi_{\mathrm{P}}-\varphi_{\mathrm{L}}))
\end{aligned} \tag{6.16}$$

Para se obter o espectro de absorção ($< P >$ vs. H vs. f), o pseudo-tensor susceptibilidade $[\boldsymbol{X}]$ deve ser calculado, para cada campo aplicado H e cada frequência ω medida, utilizando a equação 3.27

$$[\boldsymbol{X}] = \left(j\omega[\mathbf{\Lambda}]^{-1} - [\mathbf{\Upsilon}][\eta_{\mathbf{\Omega\Omega}}]\right)^{-1} \tag{6.17}$$

Logo é utilizada a equação 3.32 para obter a potência média absorvida

$$< P >= \frac{1}{2}\omega\sum_{k,l=1}^{n}\frac{h_{\mathbf{\Omega}k}^{\mathrm{rf}}\mathrm{Im}[X_{kl}]h_{\mathbf{\Omega}l}^{\mathrm{rf}}}{\Upsilon_{kk}} \tag{6.18}$$

onde, dado que o campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ também encontra-se no plano da amostra e é perpendicular ao campo externo H, as componentes do vetor $h_{\mathbf{\Omega}}^{\mathrm{rf}}$ são dadas por:

$$h_{\mathbf{\Omega}}^{\mathrm{rf}} = -|\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}|\begin{bmatrix}0\\ \sin(\varphi_{\mathrm{H}}-\varphi_{\mathrm{P}})\\ 0\\ \sin(\varphi_{\mathrm{H}}-\varphi_{\mathrm{L}})\end{bmatrix} \tag{6.19}$$

finalmente, calculando os termos não nulos dentro da soma da equação 6.18 obtemos:

$$\begin{aligned}
< P >=& \frac{1}{2}\omega|\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}|\frac{\mathrm{t_L}}{\mathrm{t_P}}\left[\sin(\varphi_{\mathrm{H}}-\varphi_{\mathrm{P}})^2\mathrm{Im}[\boldsymbol{X}_{\varphi_{\mathrm{P}}\varphi_{\mathrm{P}}}] + \sin(\varphi_{\mathrm{H}}-\varphi_{\mathrm{P}})\sin(\varphi_{\mathrm{H}}-\varphi_{\mathrm{L}})\mathrm{Im}[\boldsymbol{X}_{\varphi_{\mathrm{P}}\varphi_{\mathrm{L}}}]\right] \\
&+ \frac{1}{2}\omega|\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}|\left[\sin(\varphi_{\mathrm{H}}-\varphi_{\mathrm{L}})^2\mathrm{Im}[\boldsymbol{X}_{\varphi_{\mathrm{L}}\varphi_{\mathrm{L}}}] + \sin(\varphi_{\mathrm{H}}-\varphi_{\mathrm{P}})\sin(\varphi_{\mathrm{H}}-\varphi_{\mathrm{L}})\mathrm{Im}[\boldsymbol{X}_{\varphi_{\mathrm{L}}\varphi_{\mathrm{P}}}]\right]
\end{aligned} \tag{6.20}$$

6.2.2. Resultados e discussão

Na continuação são apresentados e analisados alguns resultados selecionados, que permitem a compreensão dos processos de magnetização neste tipo de sistemas. As medidas experimentais e os dados obtidos das simulações numéricas de todas as amostras são apresentados por extenso na subseção 6.2.3

As amostras analisadas nesta seção são compostas por duas camadas FM, uma libre (L), e outra presa (P) devido ao acoplamento com a camada AFM. Como as amostras foram produzidas baixo as mesmas condições, espera-se que as propriedades (campos de anisotropias) das camadas P e L sejam semelhantes para cada serie de amostras. A diferença entre as amostras é dada pelo acoplamento entre as camadas FM, o qual é controlado pela espessura do espaçador NM. Estas amostras foram fabricadas variando o espaçador NM a fim de obter intensidades de acoplamentos distintas entre as camadas FM.

É conhecido que a espessura dos espaçadores modulam a intensidade de acoplamento entre as camadas FM. Para os espaçadores de Cu o mecanismo principal de acoplamento esperado é por meio de pin-holes, portanto o acoplamento é sempre positivo , enquanto para os espaçadores de Ru o mecanismo principal é o descrito por RKKY, de natureza oscilatória, permitindo acoplamentos negativos. Quando a camada espaçadora é grossa o suficiente, independente do tipo de material NM, o acoplamento entre as camadas FM é desprezível.

Descrição das medidas experimentais

Os efeitos dos acoplamentos entre as camadas são observados claramente nas curvas de histereses estáticas, medidas com o campo externo alinhado na direção do eixo de anisotropias das amostras, apresentadas na figura 6.19.

Quando o acoplamento é nulo ou desprezível como na amostra com $t_{Ru} = 10.0\,nm$ [Fig. 6.19 (a)] a resposta magnética apresenta o comportamento típico de uma válvula de spin, com os estados de magnetização paralelos e antiparalelos amplamente estudados na literatura. Neste caso, a curva de histerese do sistema é a soma de dois lazos de histerese independentes, o relacionado à camada L tem resposta centrada no campo, enquanto a camada P apresenta uma

resposta deslocada pelo campo de exchange bias.

Quando as camadas FM estão levemente acopladas a resposta magnética das camadas P e L sofre um pequeno deslocamento proporcional à intensidade de interação entre elas, mas ainda é mantida a forma da curva de magnetização, com estados paralelos e antiparalelos bem definidos. O deslocamento total camada P é a soma do campo de exchange bias menos o campo de acoplamento. No entanto, o deslocamento da camada L é facilmente observável em relação ao campo nulo que serve como referência. No caso de acoplamentos positivos ($J_1 > 0$) a resposta das duas camadas aproximam-se umas das outras. Isto pode ser observado na figura 6.19 (b) como o deslocamento para campos negativos da resposta da camada L da amostra com $t_{Cu} = 1.0\,nm$, $\frac{t_L}{t_P} = \frac{20}{20}$. Por outro lado, no caso de acoplamentos negativos ($J_1 < 0$) a resposta das duas camadas afastam-se umas das outras.

Considerando o modelo apresentado para estas amostras, o valor do deslocamento da camada L é $-H_1^J$ (para $H_2^J = 0$), enquanto a camada P sofre um deslocamento $+\frac{t_L}{t_P}H_1^J$, em relação ao campo H_{EB}. A partir do deslocamento da resposta da camada L, pode ser medido com alta sensibilidade ($H_1^J < 1\,Oe$) o campo de acoplamento entre as camadas.

Quando o acoplamento é positivo e forte o suficiente ($H_1^J > \frac{1}{4}(H_{EB} + H_k^P + H_k^L)$ para $H_2^J = 0$ e $\frac{t_L}{t_P} = 1$), o deslocamento é maior, não é observado o estado antiparalelo e a magnetização das camadas não inverte abruptamente na curva de magnetização. Em vez disso uma rotação gradual é o principal processo de inversão da magnetização [Fig. 6.19 (c), amostra $t_{Cu} = 0.75\,nm$, $\frac{t_L}{t_P} = \frac{20}{20}$]. A inclusão de acoplamento biquadrático ($H_2^J > 0$) provoca que a rotação das camadas aconteça para valores de H_1^J menores ao mostrado anteriormente. Quando o acoplamento é ainda maior ($H_1^J >> H_{EB}$) a resposta das duas camadas são indistinguíveis e a inversão da magnetização é abrupta e simultânea para ambas camadas [Fig. 6.19 (d), amostra $t_{Ru} = 1.5\,nm$].

Paro o caso de acoplamentos negativos o estado de magnetização antiparalelo é sempre observado, mas quando o acoplamento é forte, o processo de transição da magnetização entre os estados saturados e o estado antiparalelo é também uma rotação gradual das magnetizações de ambas camadas FM. Este comportamento pode ser observado na resposta magnética da

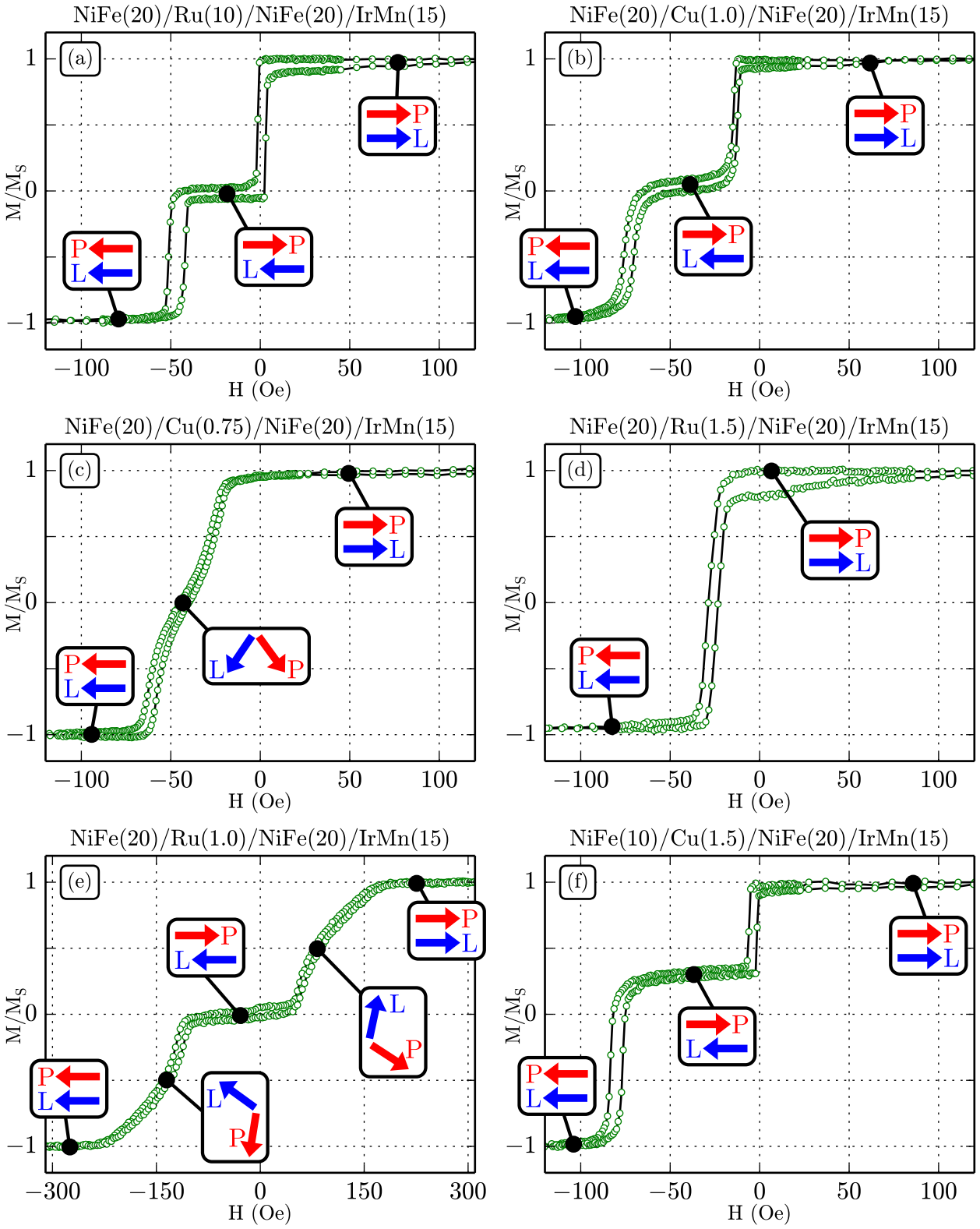


Figura 6.19.: Curvas de magnetização experimentais para as amostras indicadas. Os pares de setas representam a configuração dos vetores magnetização das camadas livre (L, azul) e pinada (P, vermelho) nos pontos indicados ao longo da curva de magnetização.

amostra com $t_{Ru} = 1.0\,nm$ [Fig. 6.19 (e)]

Quando as espessuras das camadas são diferentes cada lazo de histerese tem uma amplitude diferente. Para a amostra com $t_{Cu} = 1.5\,nm$, $\frac{t_L}{t_P} = \frac{10}{20}$ o lazo correspondente à camada P tem o duplo de amplitude do lazo correspondente à camada L [Fig. 6.19 (f)]

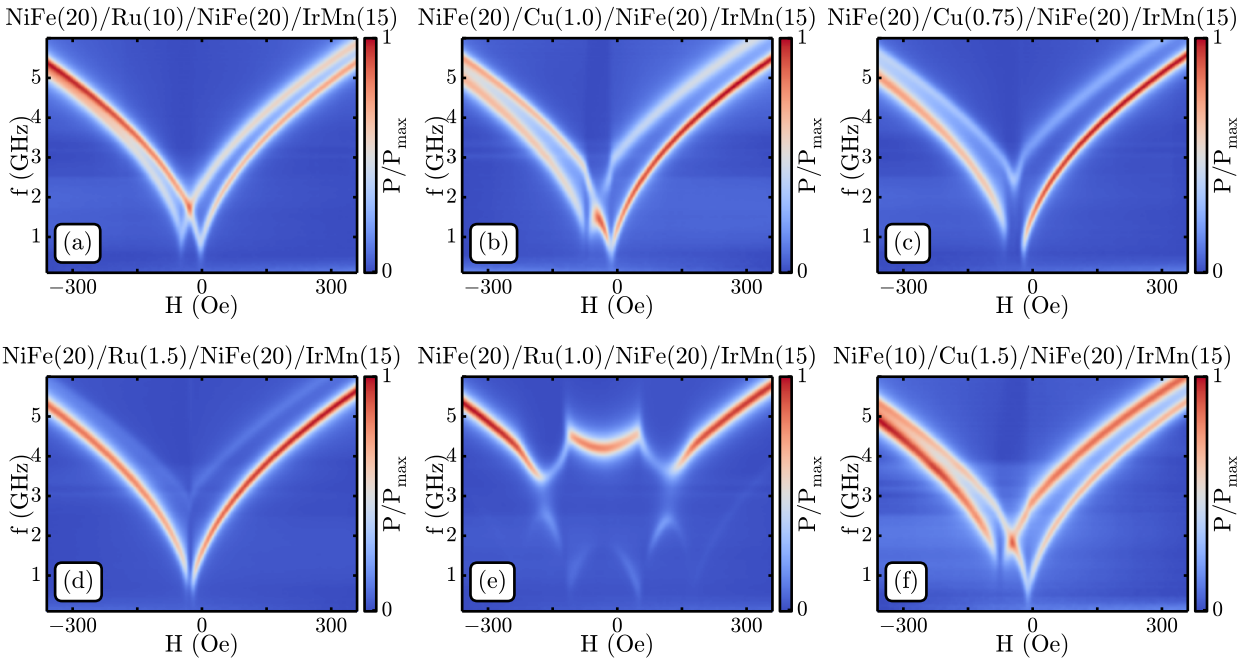


Figura 6.20.: Espectros de ressonância para as amostras indicadas

Os espectros de ressonância das amostras descritas nos parágrafos anteriores são também apresentados na figura 6.20. Para a amostra sem acoplamento [Fig. 6.20 (a)], são observadas claramente duas respostas ressonantes, uma centrada correspondente à camada L e a outra deslocada e correspondente à camada P. A inversão da inclinação dos ramos ressonantes ocorre nos mesmos campos onde as camadas invertem na curva (M vs. H). Para todas as amostras que apresentam interação entre as camadas [Figs. 6.20 (b)-(f)] é sempre possível sempre identificar dois ramos ressonantes para os campos onde a amostras encontra-se no estado saturado. No estado não saturado os espectros de ressonância apresentam uma resposta muito diferente à da amostra não acoplada. Esta diferença é devida principalmente à distorção da relação de dispersão do sistema produto do acoplamento entre as camadas. Também é observada uma diferença relativa nas amplitudes dos ramos de ressonância, isto tem origem em vários

fatores: a diferença do parâmetro de amortecimento α entre as duas camadas, o volume de cada camada, e principalmente, o acoplamento entre as camadas. Estes características observadas experimentalmente serão detalhadas e explicadas nos próximos parágrafos.

Relação de dispersão

O modelo semi-analítico descrito nesta tese prevê que, para este tipo sistemas, existem duas frequências naturais de ressonância para cada valor de campo aplicado. Estas frequências são obtidas da equação 6.13. onde os elementos da matriz $[\eta_{\Omega\Omega}]$ são dados pelas equações 6.16.

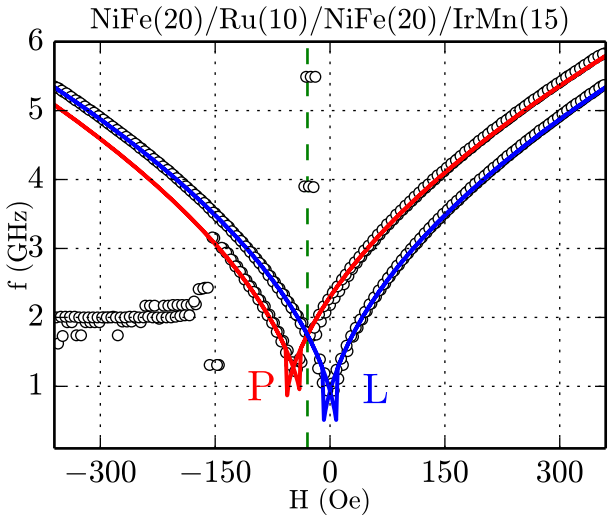


Figura 6.21.: Relação de dispersão experimental (círculos pretos) e calculada (linhas continuas) para a amostra NiFe(20)/Ru(10)/NiFe(20)/IrMn(15), que não apresenta acoplamento entre as camadas. A linha azul corresponde à relação de dispersão da camada livre e a linha vermelha à da camada pinada. Alinha verde pontilhada indica o valor do campo H_0 definido na equação 6.22

Sem acoplamento. Para o caso de camadas não acopladas, a matriz $[\eta_{\Omega\Omega}]$ é uma matriz diagonal por blocos, portanto é possível calcular uma solução independente para cada bloco. Estes blocos correspondem, cada um, às camadas P ou F. Portanto, a relação de dispersão do sistema obtida das soluções da equação 6.13, para cada campo aplicado, é a união das relações dispersão de cada camada. Quando o amortecimento e desconsiderado ($\alpha = 0$), a solução para

as frequências de ressonância é dada pelas bem conhecidas relações de Kittel:

$$\begin{aligned}\omega_r^P &= \gamma\sqrt{4\pi M_S - \mathrm{H}_\perp \pm \mathrm{H} \pm \mathrm{H}_{\mathrm{EB}} + \mathrm{H}_\mathrm{k}^\mathrm{P} + \mathrm{H}_\mathrm{R}}\sqrt{\pm\mathrm{H} \pm \mathrm{H}_{\mathrm{EB}} + \mathrm{H}_\mathrm{k}^\mathrm{P} + \mathrm{H}_\mathrm{R}} \\ \omega_r^L &= \gamma\sqrt{4\pi M_S - \mathrm{H}_\perp \pm \mathrm{H} + \mathrm{H}_\mathrm{k}^\mathrm{F}}\sqrt{\pm\mathrm{H} + \mathrm{H}_\mathrm{k}^\mathrm{F}}\end{aligned} \tag{6.21}$$

onde o sinal $\pm$ deve ser escolhido de acordo à direção da magnetização da respectiva camada, $+$ para $\varphi = 0$ e $-$ para $\varphi = \pi$, correspondentes aos modos de ressonância direito e esquerdo, respectivamente, observados experimentalmente para cada camada. Os modos de ressonância se cruzam quando as magnetizações das camadas estão no estado anti-paralelo, no campo externo

$$\mathrm{H} = \mathrm{H}_0 = -\frac{1}{2}(\mathrm{H}_{\mathrm{EB}} + \mathrm{H}_\mathrm{k}^\mathrm{P} + \mathrm{H}_\mathrm{R} - \mathrm{H}_\mathrm{k}^\mathrm{F}) \tag{6.22}$$

Neste campo a frequência natural de oscilação de cada camada é a mesma e a potência absorvida total é a soma das potências absorvidas por cada camada individual.

A relação de dispersão experimental da amostra $\mathrm{t_{Ru}} = 10.0\,\mathrm{nm}$ é apresentada na figura 6.21, onde são observadas as respostas tipicas em forma de "V", uma centrada correspondente à oscilação da camada L, e a outra deslocada em campo e correspondente à oscilação da camada P.

Camadas acopladas. Para o caso de sistemas onde as camadas estão acopladas, as relações de dispersão são modificadas em relação ao caso não acoplado, dependendo da intensidade do acoplamento. Neste caso, as camadas não oscilam independentemente. Em vez disso, as camadas oscilam coerentemente, com amplitude e fase correlacionadas. Analisando os autovetores obtidos das soluções da equação 6.13, é possível classificar cada modo de ressonância de acordo com a camada que oscila mais fortemente. Quando $|\delta\varphi_\mathrm{P}| > |\delta\varphi_\mathrm{F}|$, o autovalor associado e classificado como a frequência natural de oscilação ω_P da camada P. No caso oposto ($|\delta\varphi_\mathrm{P}| < |\delta\varphi_\mathrm{F}|$) e classificado como a frequência natural de oscilação ω_L da camada L. Esta classificação é possível devido às distintas propriedades das camadas que constituem o sistema. Quando esta diferença não é relevante comparada com a interação entre as camadas ($|\mathrm{H_J^1}| \gg \mathrm{H_{EB}}$) as amplitudes de oscilação de ambos modos de oscilação são indistinguíveis ($|\delta\varphi_\mathrm{P}| \simeq |\delta\varphi_\mathrm{F}|$). Neste caso eles devem ser classificados de acordo à diferença de fase $\Delta\phi = arg[\delta\varphi_\mathrm{F}] - arg[\delta\varphi_\mathrm{P}]$ entre as

oscilações, num esquema de classificação similar aos modos ópticos e acústicos tradicionais em FMR. Será mostrado que o primeiro esquema de classificação proposto, de diferença relativa de amplitudes de oscilação, é conveniente para explicar as características observadas nas medidas experimentais das amostras estudadas nesta seção.

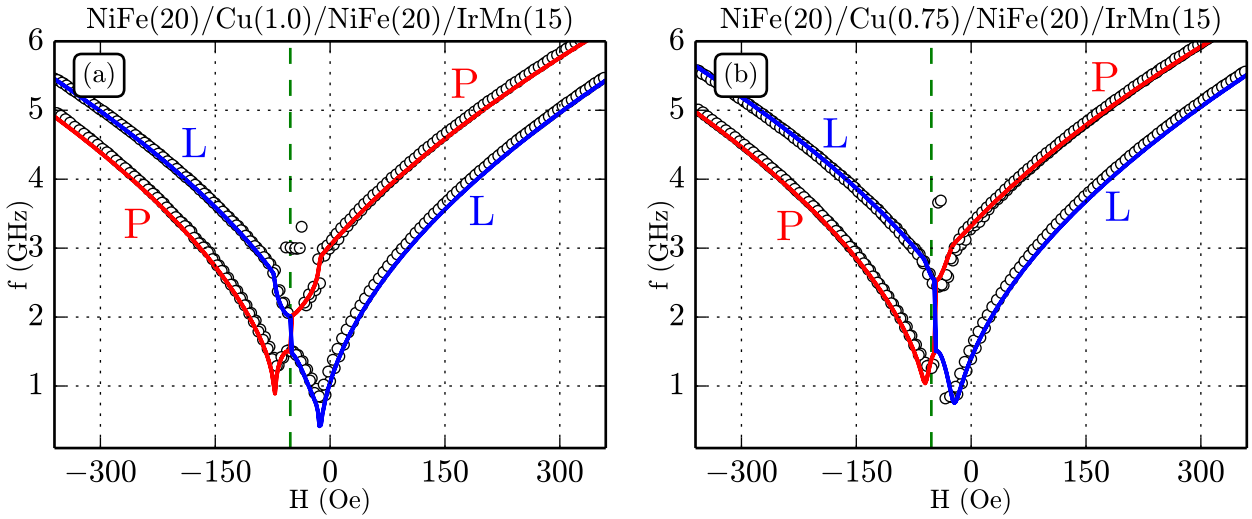


Figura 6.22.: Relação de dispersão experimental (círculos pretos) e calculada (linhas continuas) para as amostras indicadas. O campo de acoplamento $H_J^1 = 15\,Oe$ em (a) é menor que o campo de acoplamento $H_J^1 = 44\,Oe$ em (b). A linha azul corresponde à relação de dispersão onde a camada livre é a mais oscilante e a linha vermelha à onde a camada pinada tem maior oscilação. A linha verde pontilhada indica o valor do campo H_0 definido na equação 6.22

Na figura 6.22 são apresentadas as relações de dispersão para amostras com diferentes intensidades de acoplamento positivo ($H_J^1 > 0$). Semelhante ao caso não acoplado a forma da relação de dispersão está correlacionada com a forma da curva de magnetização. Quando as amostras encontram-se no estado saturado ambos modos de ressonância apresentam inclinações similares, com a mesma configuração que para o caso não saturado. São observadas inclinações positivas (crescentes) para o estado saturado do lado direito da curva de magnetização, e inclinações negativas (decrescentes) para os modos do estado saturado em campos negativos. Nestes estados saturados, é observado que a distancia entre os modos (diferença em frequência) varia consideravelmente com o acoplamento quando este é maior que o campo de exchange bias $|H_J^1| > H_{EB}$.

Para os estados não saturados, a forma dos modos de oscilação muda completamente em relação ao caso da amostra sem acoplamento. Uma das principais características é a dependência da relação de dispersão de um modo associado a uma camada com o estado magnético da outra camada. Isto é observado, por exemplo na figura 6.22 (a), como a descontinuidade (salto em frequência) na relação de dispersão associada à camada L no campo onde a camada P inverte a sua magnetização. Similarmente, é também observado um salto na relação de dispersão da camada P na inversão da camada L.

Para o caso em que os processos de inversão acontecem por meio da rotação gradual das camadas [Fig. 6.22 (b)], não são observadas descontinuidades, mas sim uma mudança na inclinação das relações de dispersão que neste caso, são devidas ao acoplamento entre as camadas e à rotação da camada oscilante.

Outra característica importante da relação de dispersão, no estado não saturado, é a descontinuidade que acontece simultaneamente para as relações de dispersão de ambas camadas. No caso de amostras que exibam o estado antiparalelo esta descontinuidade acontece no mesmo valor do campo H_0 onde se cruzariam as relações de dispersão no caso não acoplado. Este campo é marcado nas figuras 6.21, 6.22 e 6.23 por uma linha verde tracejada. Quando as a inversão da magnetização é por meio da rotação simultânea das magnetizações das camadas, a expressão analítica para achar o campo da descontinuidade é complicada, mas os valores resultantes estão próximos aos casos anteriores. A salto em frequência que acontece neste campo é proporcional à intensidade do acoplamento.

Para o caso de um acoplamento forte o suficiente como para não observar o estado não saturado [Fig. 6.23 (a)] as relações de dispersão tomam forma de "V", Visto desde o esquema de classificação por diferença de fase, neste, as relações de dispersão com menor frequência para cada campo (a "V" inferior) tem uma diferença de fase $\Delta\phi \approx 0°$. Enquanto que as relações de dispersão com maior frequência para cada campo (a "V" superior) tem $\Delta\phi \approx 180°$.

Para amostras com acoplamentos negativos ($H_J^1 < 0$) [Fig. 6.23 (b)] podem ser observadas três regiões diferentes, nas relações de dispersão do estado não saturado, estas correspondem a ao estado antiparalelo e à as transições deste para os estados saturados. Os frequências de resso-

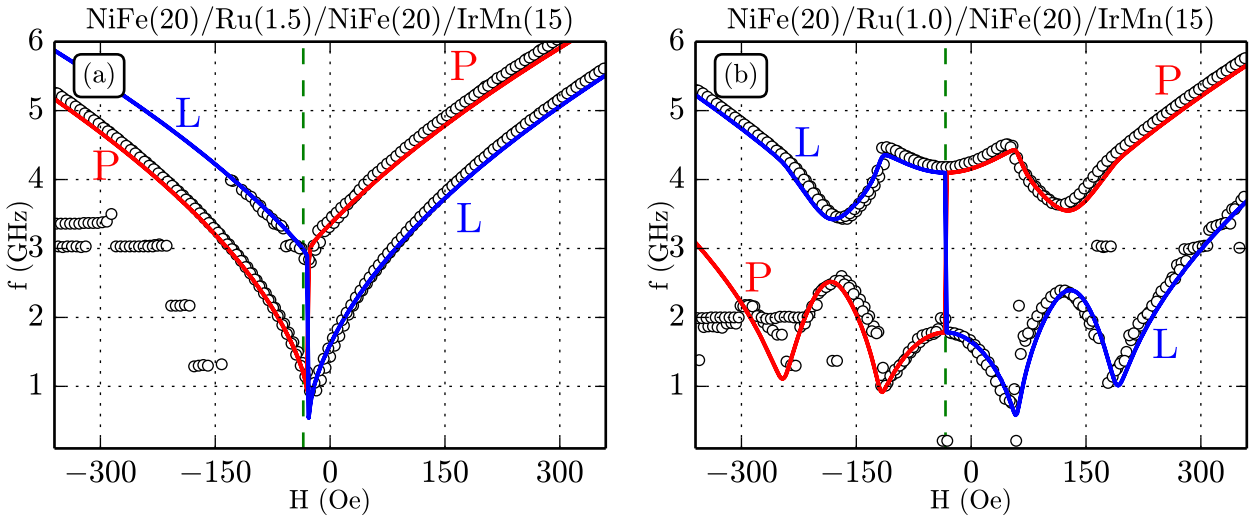


Figura 6.23.: Relação de dispersão experimental (círculos pretos) e calculada (linhas continuas) para as amostra indicadas. Os campos de acoplamento são $H_J^1 = +60\,Oe$ (a) e $H_J^1 = -69\,Oe$ (b). A linha azul corresponde à relação de dispersão onde a camada livre é a mais oscilante e a linha vermelha à onde a camada pinada tem maior oscilação. A linha verde pontilhada indica o valor do campo H_0 definido na equação 6.22

nância mínimas observadas na relação de dispersão inferior acontecem quando as magnetizações saem do estado saturado e começa rotar para atingir o estado antiparalelo, ou vice-versa.

Potências absorvidas

Outra característica ressaltante, observada nas medidas experimentais, é a variação das amplitudes dos modos de ressonância nos espectros de potência absorvida nas diferentes amostras analisadas.

Quando existe um acoplamento entre as camadas P e L, a magnetização destas camadas não oscila independentemente ao ser excitadas pelo campo $\mathbf{h}^{rf}$. Mas bem, elas oscilam coerentemente, com amplitude e fase temporal correlacionadas. Quando a frequência do campo $\mathbf{h}^{rf}$ é a frequência natural de uma das camadas, esta oscila em fase com o campo $\mathbf{h}^{rf}$ e com amplitude máxima. A segunda camada oscila também, por ação tanto do campo $\mathbf{h}^{rf}$, como pela interação com a primeira camada. Se a frequência natural de oscilação desta segunda camada é diferente da frequência de excitação então, a ação direta do campo $\mathbf{h}^{rf}$ é desprezível e a oscilação é princi-

palmente devida à interação com a primeira camada. As amplitudes relativas das oscilações de ambas camadas depende da intensidade do acoplamento, quanto maior seja esta, a amplitude de oscilação da segunda camada estará mais próxima à amplitude de oscilação da primeira. A fase do segundo oscilador depende do tipo de interação entre as camadas e da diferença nas frequências naturais destas, e será abordada profundamente nos próximos parágrafos.

A intensidade observada nos espectros de absorção é descrita pela equação 6.18. A potência absorvida é proporcional à soma vetorial dos vetores oscilantes e a sua orientação relativa ao campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ aplicado. Para o caso dos estados de magnetização saturados, ambos vetores oscilantes se encontram na mesma direção e são paralelos ao campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$, portanto a intensidade observada nos espectros de absorção depende unicamente da relação entre as amplitudes e a diferença de fase temporal entre as oscilações de ambas camadas. Para estados não saturados deve ser tomado em conta, adicionalmente, a direção das magnetizações e do campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$.

Estados saturados. A potências absorvida nos modos de ressonância, para os estados saturados destas amostras, depende da diferença de fase temporal entre as oscilações $\Delta\phi = arg[\delta\varphi_{\mathrm{L}}] - arg[\delta\varphi_{\mathrm{P}}]$, e nas amplitudes relativas destas ($|\delta\varphi_{\mathrm{P}}|$ e $|\delta\varphi_{\mathrm{F}}|$)

Nos estados de magnetização saturados para estas amostras são observadas duas frequências de ressonância $\mathrm{f_r^P}$ e $\mathrm{f_r^L}$ relacionadas às camadas P ou L. Para os estados saturados à direita da curva de magnetização, os modos de ressonância tem frequências naturais de oscilação onde $\mathrm{f_r^P} > \mathrm{f_r^L}$. O contrario ($\mathrm{f_r^P} < \mathrm{f_r^L}$) acontece para estados saturados na esquerda da curva de magnetização. A diferença de fase das oscilações nestes modos é calculada utilizando o modelo anteriormente apresentado, mas é possível fazer uma predição dos resultados simplesmente analisando as frequências naturais de oscilação de cada camada. Para este fim é conveniente identificar as camadas P e L sobre um modo de oscilação, modo de oscilação como camada oscilante (O) e camada companheira (C) com frequências naturais de ressonância $\mathrm{f_r^O}$ e $\mathrm{f_r^C}$, respectivamente. Com esta classificação a fase temporal entre as oscilações de cada modo é deduzível usando a seguinte regra: Para acoplamentos positivos ($\mathrm{H_1^J} > 0$) nos modos onde $\mathrm{f_r^O} > \mathrm{f_r^C}$, a diferença de fase é $\Delta\phi \approx 0°$. No caso contrario $\mathrm{f_r^O} < \mathrm{f_r^C}$ a diferença de fase é

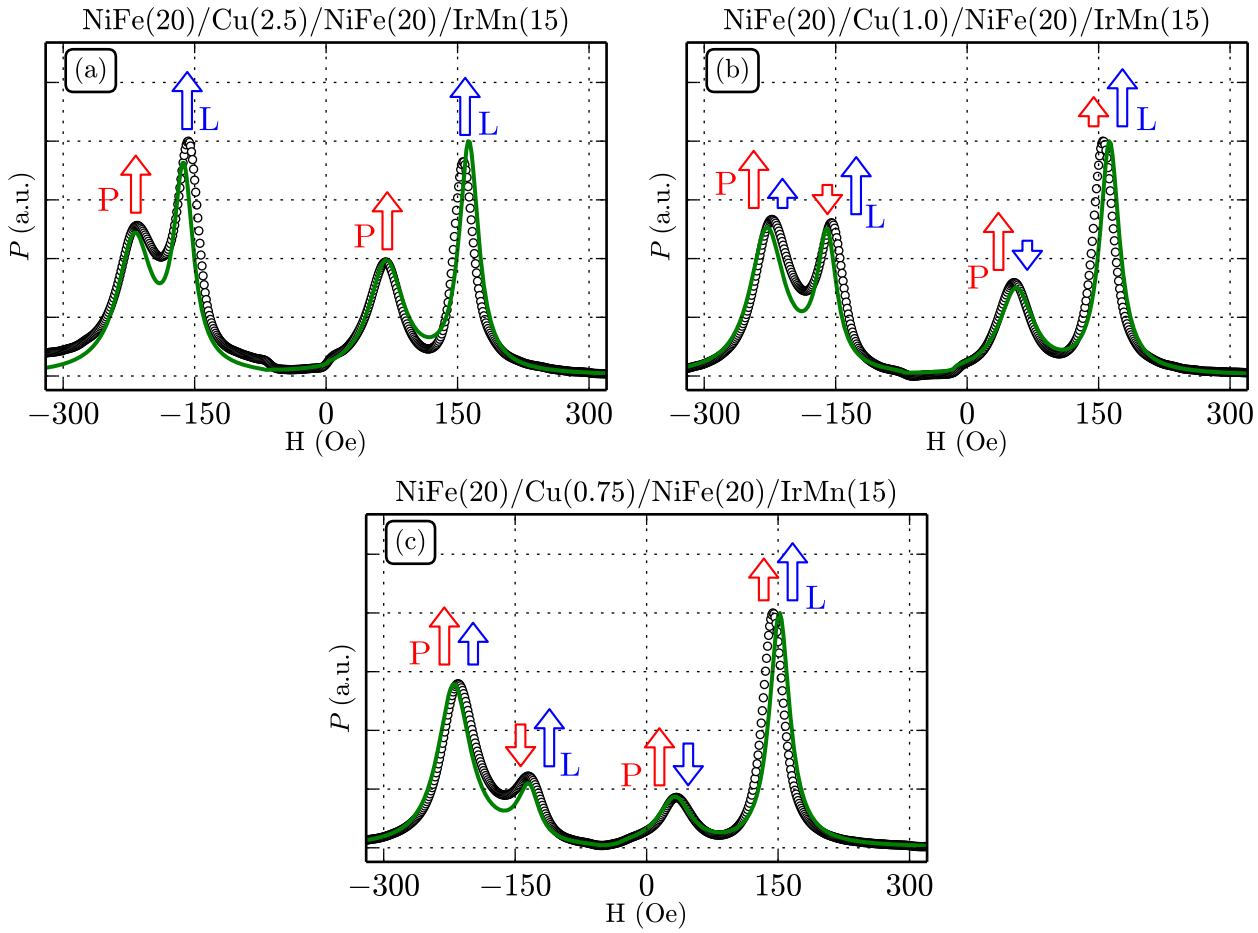


Figura 6.24.: Perfies de potência absorvida medidos na frequência de 3.7 GHz, para as amostras indicadas. Os campos de acoplamento são: (a) $H_J^1 = 3\,Oe$, (b) $H_J^1 = 15\,Oe$ e (c) $H_J^1 = 44\,Oe$. Os símbolos correspondem aos dados experimentais e as linhas solidas às curvas calculadas. As setas sobre os picos de ressonância representam os vetores oscilantes das magnetizações das camadas P (vermelho) e L (azul).

$\Delta\phi \approx 180°$. Para acoplamentos negativos ($H_1^J < 0$) as diferencias de fases são invertidas: $\Delta\phi \approx 180°$ para $f_r^O > f_r^C$ e $\Delta\phi \approx 0°$ para $f_r^O < f_r^C$. Cabe lembrar que estas observações são validas para estados saturados, ou com os dois vetores magnetização orientados na mesma direção. Em resumo: Para $H_1^J > 0$ os dois modos com menor frequência tem oscilações em fase e os dois modos com maior frequência tem oscilações desfasadas ($\Delta\phi \approx 180°$). O caso contraio ocorre para $H_1^J < 0$.

A influenza da diferença de fase das oscilações na potência absorvida experimentalmente é explorada na figura 6.24 onde são apresentados os perfis da potência absorvida medidos na frequência de 3.7 GHz para três amostras com a mesma espessura em ambas camadas FM, e

com intensidade de acoplamento diferente. Nesta frequência os picos de ressonância observados correspondem a estados magnéticos saturados. O perfil de absorção mostrado na figura 6.24 (a) corresponde a uma amostra com acoplamento desprezível, nele são identificados claramente quatro picos de ressonância os picos menores correspondem à oscilação da camada P enquanto os de maior intensidade correspondem à oscilação da camada L. É observado também que os picos da camada L tem uma largura de linha claramente menor que a largura de linha nos picos da camada P. Estas diferenças de intensidade e largura de linha são devido à diferença do parâmetro de amortecimento entre as camadas. A camada P sofre um maior amortecimento, possivelmente devido à interação com a camada de AFM [85].

Os outros dois casos [Fig. 6.24 (b) e (c)] também apresentam quatro picos de ressonância. Estas amostras possuem acoplamento positivo entre as camadas. Uma vez que as relações de dispersão destas amostras são muito similares nos estados saturados, a posição dos picos observados corresponde quase à mesma posição que no caso sem acoplamento. No entanto a intensidade destes picos varia consideravelmente devido ao acoplamento entre as camadas P e L. O picos interiores, onde as oscilações encontram-se fora de fase apresentam uma redução importante em amplitude. Esta redução é mais acentuada quanto maior o acoplamento e menor a diferença entre as amplitudes dos vetores oscilantes. Em nenhum destes casos é observado um incremento significativo da largura de linha dos picos.

Estados não saturados. Para calcular a potência absorvida nos estados não saturados, além da diferença de fase temporal e as amplitudes relativas dos vetores oscilantes é necessário tomar em conta a direção destes vetores em relação ao campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$. Para isto é necessário considerar o estado magnético da amostras para cada campo.

Como já apresentado nas subseções anteriores, os processos de inversão de magnetização podem ser por inversão abrupta da magnetização de cada camada ou por rotação gradual destas magnetizações. No primeiro caso o estado não saturado do sistema é uma configuração antiparalela das magnetizações, na mesma direção do campo externo aplicado. No segundo caso nos estados não saturados os vetores magnetização não ficam alinhados nem entre eles

nem com o campo externo. O efeito destas configurações magnéticas nos vetores oscilantes é explicado fazendo uso da figura 6.25. Nesta figura os vetores da magnetização, estáticos, são representados por setas preenchidas e os vetores oscilantes por setas ocas. A fase temporal (0° ou 180°) dos vetores oscilantes é representada pela direção da seta oca em relação à seta do vetor magnetização. Os casos (a) e (b) apresentam spins magnetizados na mesma direção (como no caso do sistema na saturação). No caso (a) os vetores oscilantes estão em fase e em (b) fora de fase. Os casos (c), (d) e (e) apresentam spins fora da configuração de saturação. No caso (c) as oscilações estão em fase, mas devido à configuração de spins antiparalela os vetores oscilantes encontram-se numa configuração similar ao caso (b). Nos casos (d) e (e), em fase e fora de fase respectivamente, os vetores oscilantes não são mais colineares devido à direção dos respectivos vetores de magnetização. Para calcular a potência absorvida é necessário fazer a soma vetorial dos vetores oscilantes e logo o produto escalar com o vetor do campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$.

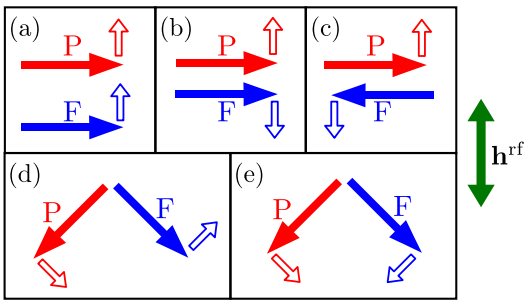


Figura 6.25.: Representação dos vetores de magnetização (setas preenchidas) e vetores oscilantes (setas ocas) para diferentes estados magnéticos. As magnetizações são mostradas em estados paralelos (a) e (b), estado antiparalelo (c) e estados não colineares (d) e (e). As oscilações estão em fase em (a), (c) e (d) ou fora de fase em (b) e (e). Com o campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ na direção mostrada, o sistemas em (a) e (e) devem apresentar maior absorção que em (b), (c) ou (d).

Nas figuras 6.26 e 6.27 são sintetizados os resultados relevantes para explicar o espectros de absorção para amostras com acoplamento positivo. Nos espectros de absorção [Fig. 6.26 (a) e Fig. 6.27 (a)] são notados claramente dois ramos de ressonância (superior e inferior) em forma de arco, no estado não saturado de magnetização. Estas caraterísticas são reproduzidas pelo modelo utilizado, que resulta nas relações de dispersão [Fig. 6.26 (c) e Fig. 6.27 (c)], é os espectros de absorção simulados [Fig. 6.26 (b) e Fig. 6.27 (b)]. O modelo permite identificar os arcos como formados por modos de oscilação correspondentes às duas camadas P e L.

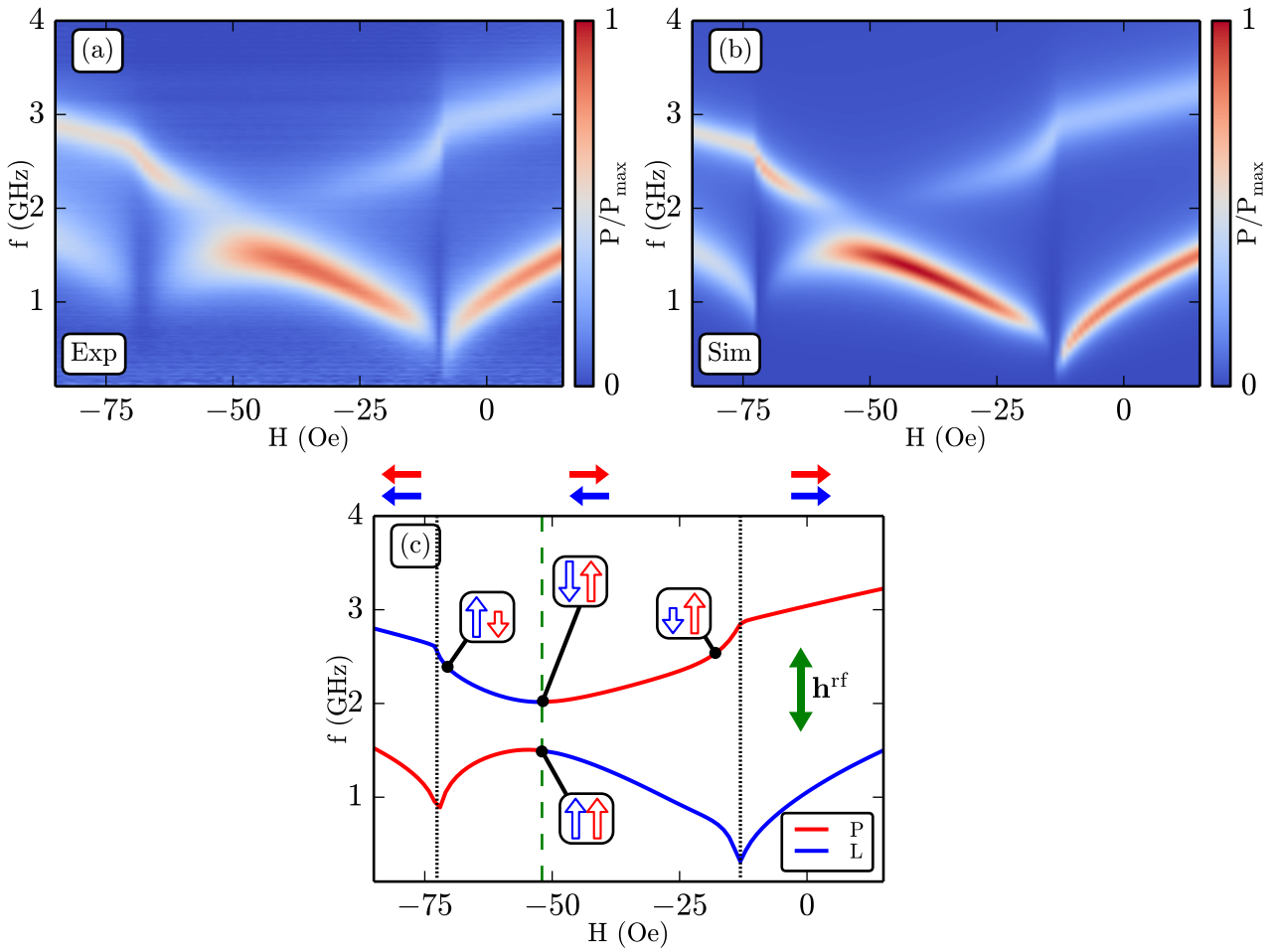


Figura 6.26.: Detalhes experimentais e simulados do estado não saturado para a amostra NiFe(20)/Cu(1.0)/NiFe(20)/IrMn(15). (a) Espectro de absorção experimental, (b) Espectro de absorção calculado, (c) Relação de dispersão calculada. As setas preenchidas representam os vetores de magnetização e as setas ocas os vetores oscilantes. A linha verde tracejada indica o campo H_0, as linhas pretas pontilhadas indicam os campos onde as magnetizações invertem a sua direção.

A intensidade de absorção observada nos arcos do estado não saturado pode ser explicada

observando a configuração dos vetores oscilantes da magnetização. Para isto é necessário considerar tanto a fase temporal destes vetores como a orientação dos vetores magnetização. Para a amostra da figura 6.26, a configuração dos vetores oscilantes favorece uma maior absorção no arco inferior. Sobre o arco superior as oscilações estão em fase temporal, mas dada que a configuração dos vetores magnetização é antiparalela, os vetores oscilantes também ficam antiparalelos em todo instante. No arco inferior a diferencia de fase é 180°, mas os vetores oscilantes ficam sempre no mesmo sentido.

É observado que a intensidade de absorção sobre os arcos varia com o campo externo. Isto é devido a que nos estados não saturados, as amplitudes das oscilações também variam com o campo externo. Independentemente da intensidade do acoplamento, existe um campo onde ambas camadas oscilam com a mesma amplitude. Este campo é o campo onde relações de dispersão das camadas P e L tem descontinuidade simultaneamente, para o caso onde se mantêm o estado antiparalelo este campo é igual ao campo H_0. Na figura 6.26 o efeito da variação das amplitudes das oscilações pode ser observado claramente na intensidade de absorção do arco superior. Nos pontos marcados sobre este arco, quando os vetores oscilantes tem amplitudes diferentes ainda é observada uma pequena absorção no espectro de ressonância. A intensidade da absorção diminui gradualmente quanto mas perto do campo H_0, onde ambos vetores oscilantes tem a mesma amplitude e não é observada absorção nenhuma.

Para a amostra da figura 6.27, as magnetizações no estado não saturado não estação na mesma direção do campo externo. Neste caso, a diferencia da amostra que apresenta estado antiparalelo, as oscilações estão em fase no arco inferior e fora de fase no arco superior. Mas neste caso o arco superior é o que apresenta maior intensidade de absorção. Isto é explicado de novo pela configuração dos vetores oscilantes. Nos pontos marcados na figura, onde ambas camadas oscilam com a mesma amplitude, os vetores oscilantes não ficam paralelos ao campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$, mas deve ser considerada a soma vetorial destes vetores oscilantes. No arco inferior a soma fica perpendicular a $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ e portanto não apresenta absorção. Por outro lado no arco superior o vetor resultante é paralelo ao campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$.

Para amostras com acoplamento negativo, são observados seis arcos diferentes na relação

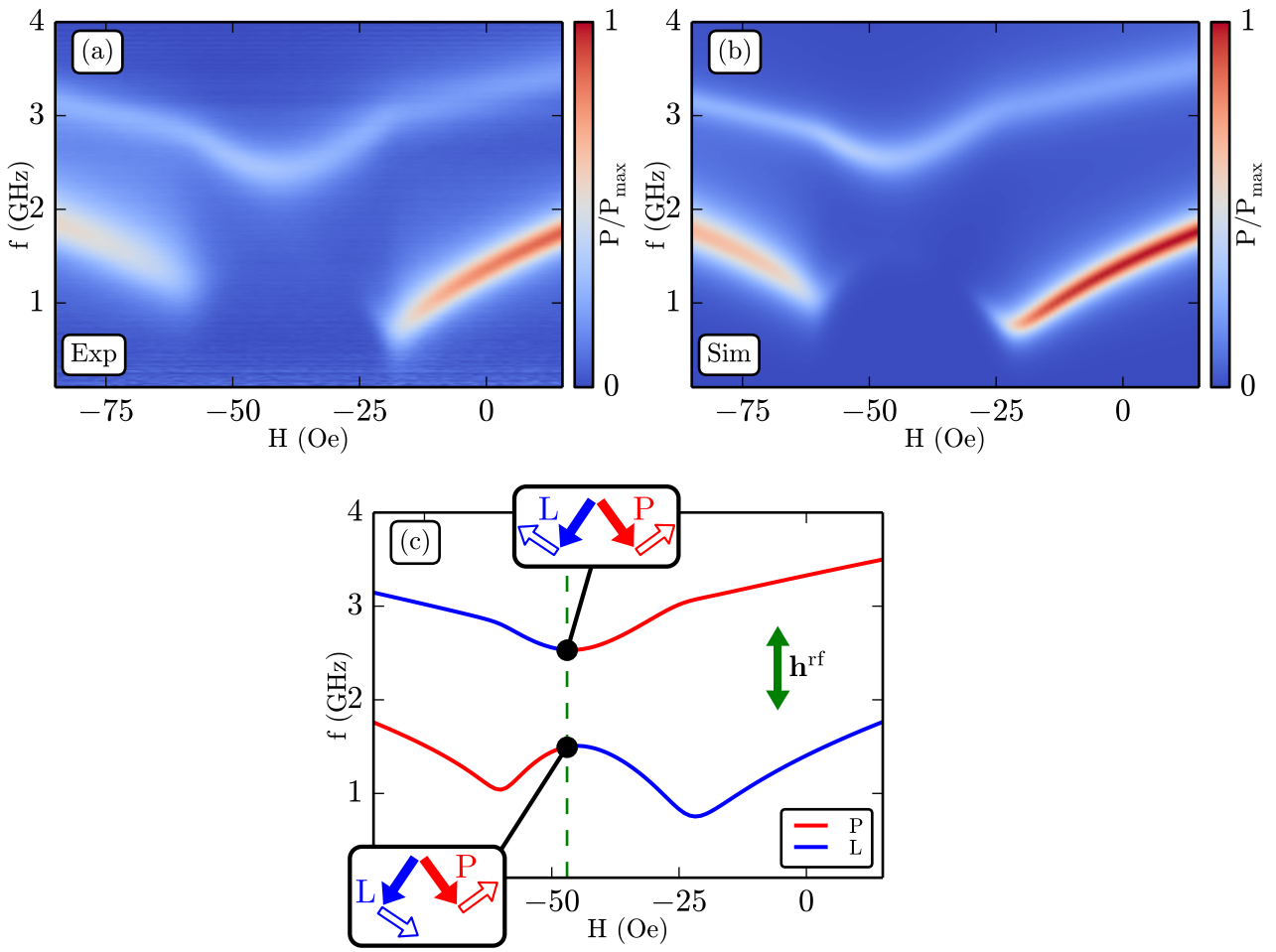


Figura 6.27.: Detalhes experimentais e simulados do estado não saturado para a amostra NiFe(20)/Cu(0.75)/NiFe(20)/IrMn(15). (a) Espectro de absorção experimental, (b) Espectro de absorção calculado, (c) Relação de dispersão calculada. As setas preenchidas representam os vetores de magnetização e as setas ocas os vetores oscilantes. A linha verde tracejada o campo onde as camadas oscilam com igual amplitude.

de dispersão do estado não saturado, como apresentado na figura 6.28. Cada par (superior e inferior) destes arcos, correspondem ao estado magnéticos antiparalelo e às transições do estado antiparalelo ao estado saturado. Para este caso as fases temporais dos vetores oscilantes nos estados saturados e antiparalelo são o contrario às das amostras com acoplamento positivo. Isto implica que para os modos de ressonância com maiores frequências, os vetores oscilantes tem configuração paralela e portanto favorece a absorção. Os modos na região inferior da relação de dispersão os vetores oscilantes são antiparalelos, e é observada uma absorção muito menor.

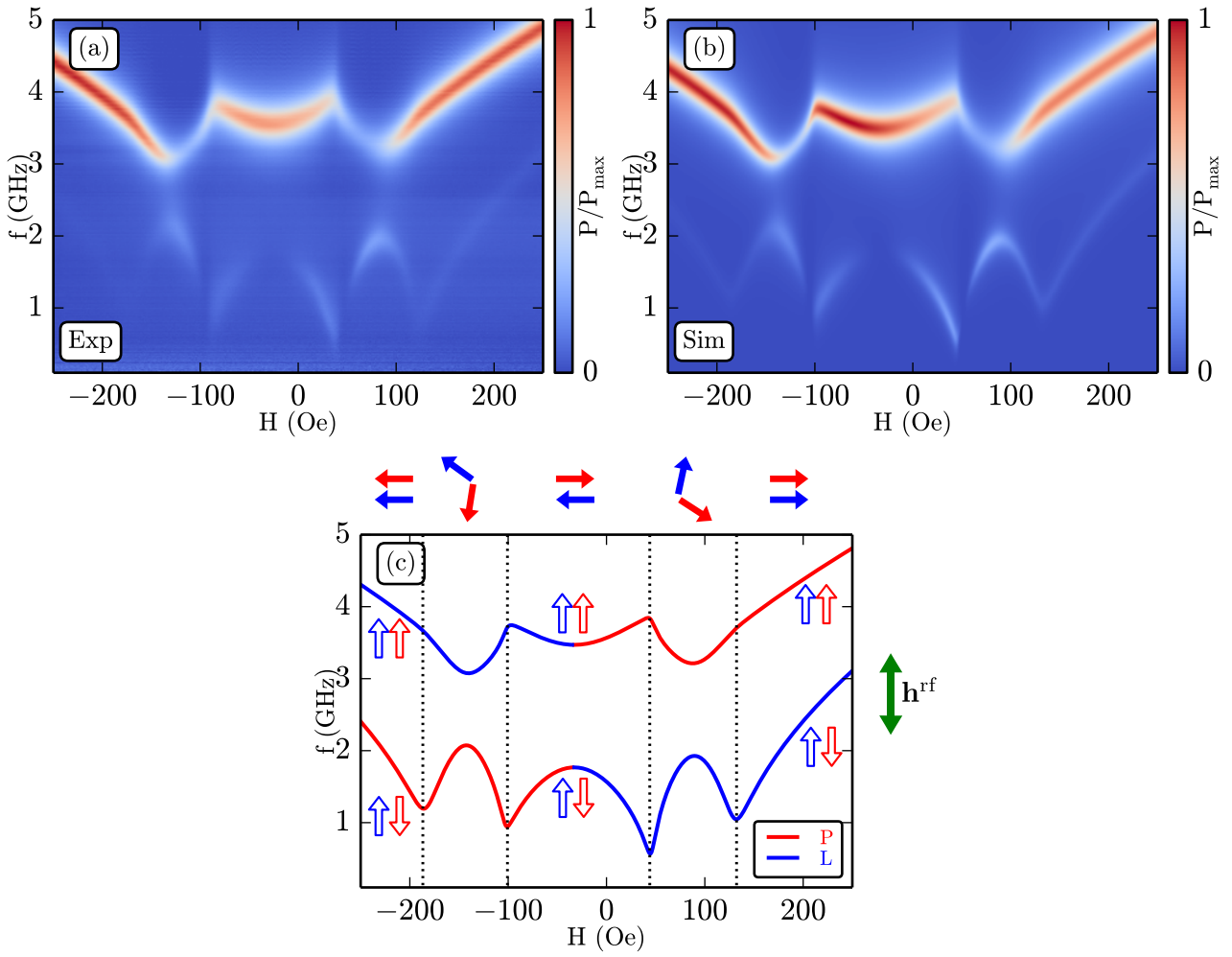


Figura 6.28.: Detalhes experimentais e simulados do estado não saturado para a amostra NiFe(20)/Ru(0.75)/NiFe(20)/IrMn(15). (a) Espectro de absorção experimental, (b) Espectro de absorção calculado, (c) Relação de dispersão calculada. As setas preenchidas representam os vetores de magnetização e as setas ocas os vetores oscilantes. A linha verde tracejada indica o campo H_0. as linhas pretas pontilhadas indicam as transições entre os estados magnéticos saturados, com magnetizações rotando e antiparalelo.

Em conclusão, foram medidos, utilizando a técnica de VNA-FMR, os espectros de ressonância ferromagnética de sistemas com configuração FM/NM/FM/AFM, sem e com acoplamentos entre as camadas FM. Nos casos acoplados foi observado que o espectro de banda larga é complexo para os estados não saturados, enquanto que para os estados saturados apresenta o tipico comportamento de amostras com camadas acopladas observado em experimentos de FMR tradicional. Foi observado que o acoplamento modifica a amplitude relativa dos picos de absorção, e foram detalhados os mecanismos pelo quais isto acontece. Os dados observados experimentalmente foram notavelmente bem reproduzidos, tanto nos estados magnéticos saturados como nos não saturados, mediante o uso de modelo numérico proposto nesta tese. Este modelo fornece valiosa informação da dinâmica de sistemas acoplados, prevendo saltos em frequência e relações de dispersão complexas no estado magnético não saturado.

6.2.3. Conjunto de resultados ordenados por amostra

Nesta subseção são apresentados, para proposito de referência, todos os resultados obtidos das amostras analisadas nesta seção. Estes resultados são apresentados, em formato padronizado, da figura 6.29 ate a figura 6.44, onde cada figura corresponde a uma amostra medida. Nos painéis (a) e (b) destas figuras, são apresentados os espectros de absorção (P vs H vs f) experimentais, obtidos pela técnica de VNA-FMR, e calculadas usando o modelo da seção 6.2.1. A similaridade entre as medida experimentais e os espectros simulados é muito grande, mostrando assim a efetividade do modelo em reproduzir a forma da relação de dispersão e especialmente a amplitude dos espectros de ressonância. No painel (c) de cada figura são apresentadas as curvas de magnetização (M vs H) experimentais e simuladas. No painel (d) de cada figura são apresentadas as relações de dispersão calculadas, onde a linha vermelha corresponde a os ramos de ressonância onde a magnetização da camada pinada é a mais oscilante e a linha azul à ressonância onde a camada livre é a mais oscilante. Junto com as figuras, são também apresentados nas tabelas 6.4 ate 6.19 os campos de anisotropia e demais parâmetros utilizados para os as simulações numéricas efetuadas.

Deve ser ressaltado que os campos de anisotropias uniaxiais e de exchange bias são praticamente constantes para todas as amostras estudadas. Isto é esperado devido a que todas as amostras foram produzidas baixo as mesmas condições de deposição. Os parâmetros de amortecimento utilizados também são constantes para todas as simulações e reproduzem adequadamente a largura dos ramos de ressonância observados nos espectros de ressonância.

Ta/NiFe(20 nm)/Cu(0.25 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta

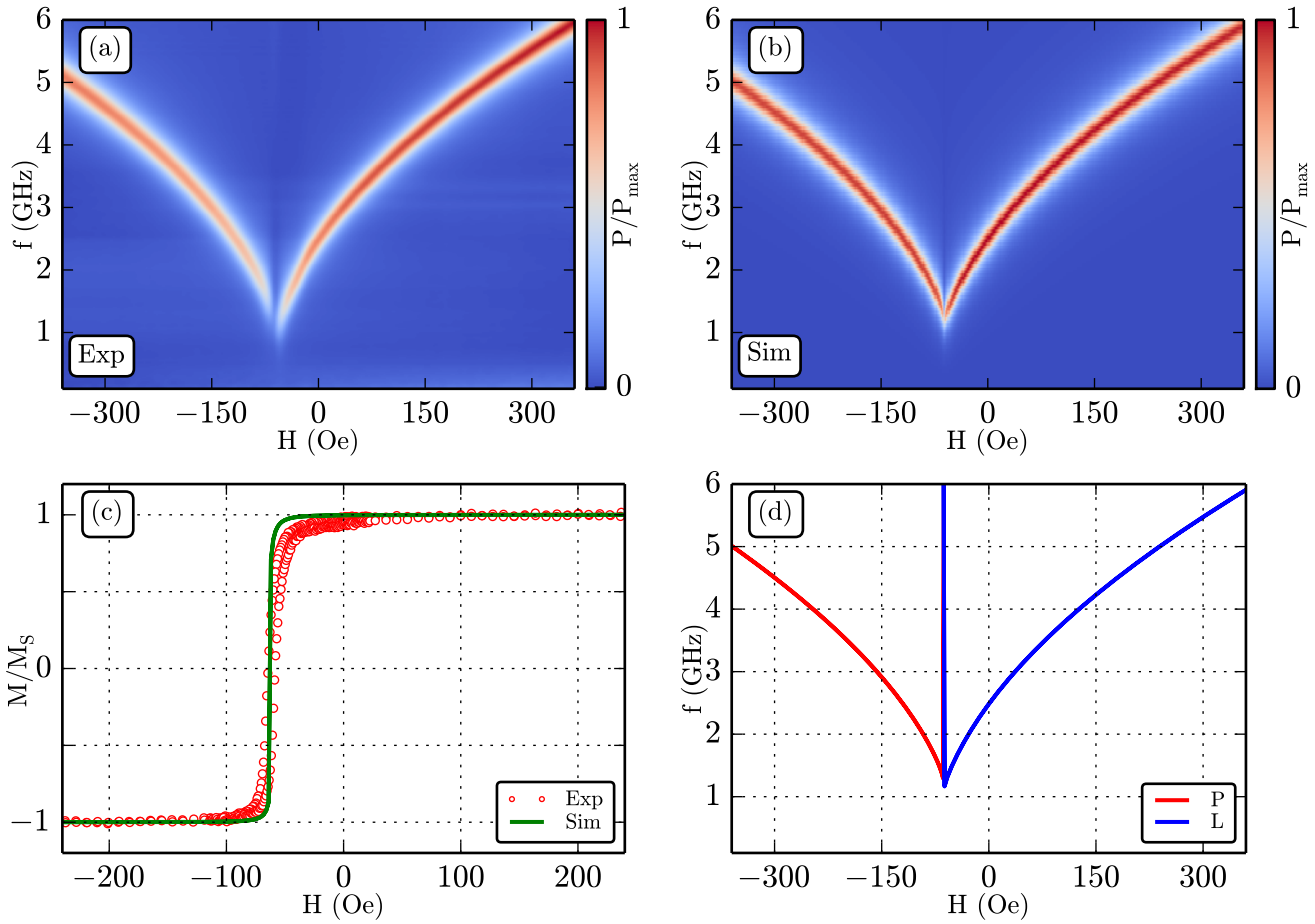


Figura 6.29.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Cu(0.25 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P		Camada L		Acoplamentos		Outros	
$t_P =$	20 nm	$t_L =$	20 nm				
$H_k^P =$	15.0 Oe	$H_k^L =$	5.0 Oe	$H_J^1 =$	700.0 Oe	$M_S =$	800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$	400.0 Oe	$H_\perp^L =$	400.0 Oe	$H_J^2 =$	100.0 Oe	$\gamma =$	17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$	125.0 Oe					$\varphi_H =$	4.0°
$H_{RA} =$	31.0 Oe						
$\alpha_P =$	0.0018	$\alpha_L =$	0.0010				

Tabela 6.4.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Cu(0.5 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta

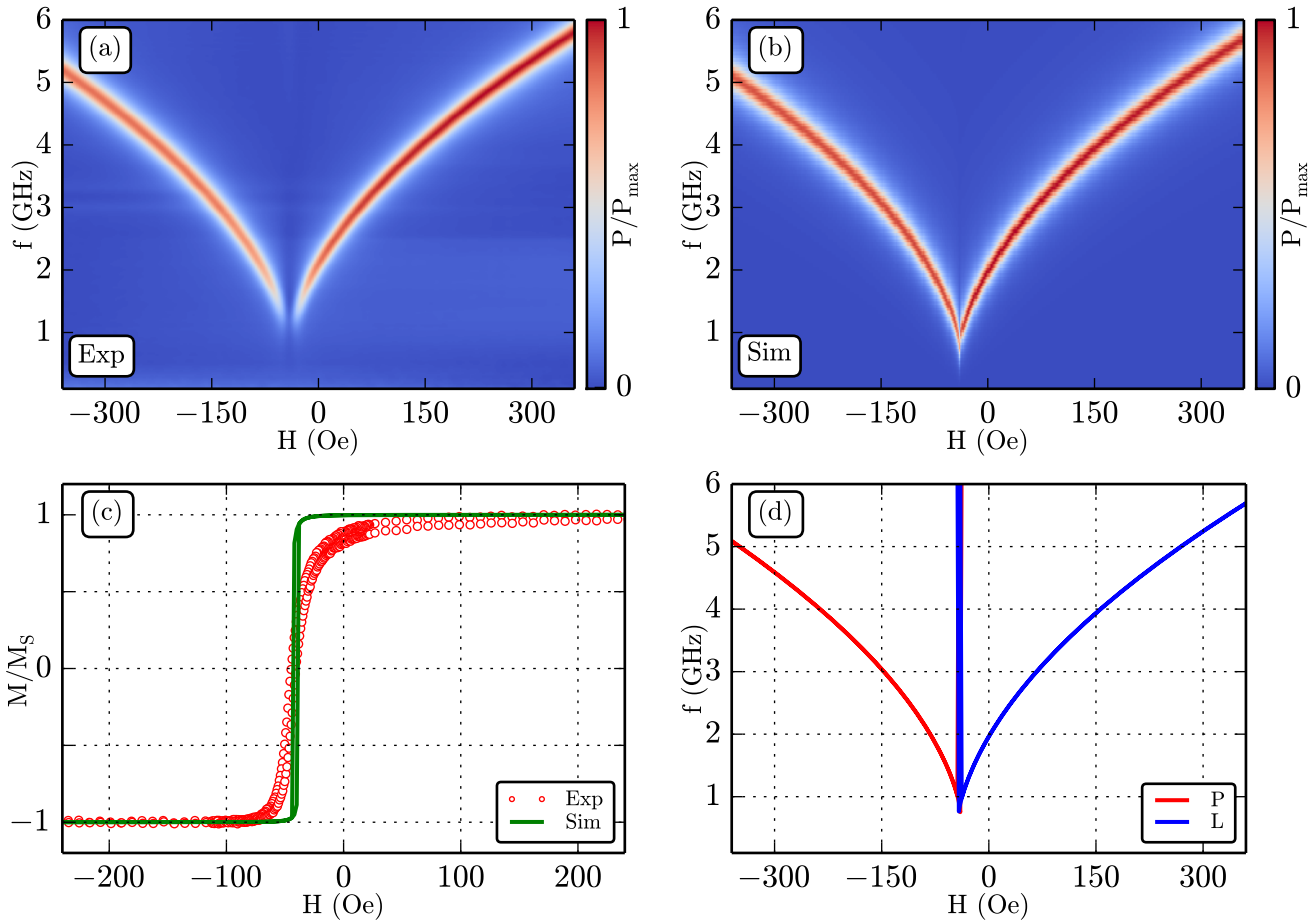


Figura 6.30.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Cu(0.5 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P		Camada L		Acoplamentos		Outros	
$t_P =$	20 nm	$t_L =$	20 nm				
$H_k^P =$	15.0 Oe	$H_k^L =$	5.0 Oe	$H_J^1 =$	300.0 Oe	$M_S =$	800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$	400.0 Oe	$H_\perp^L =$	400.0 Oe	$H_J^2 =$	20.0 Oe	$\gamma =$	17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$	83.0 Oe					$\varphi_H =$	4.0°
$H_{RA} =$	9.0 Oe						
$\alpha_P =$	0.0018	$\alpha_L =$	0.0010				

Tabela 6.5.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Cu(0.75 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta

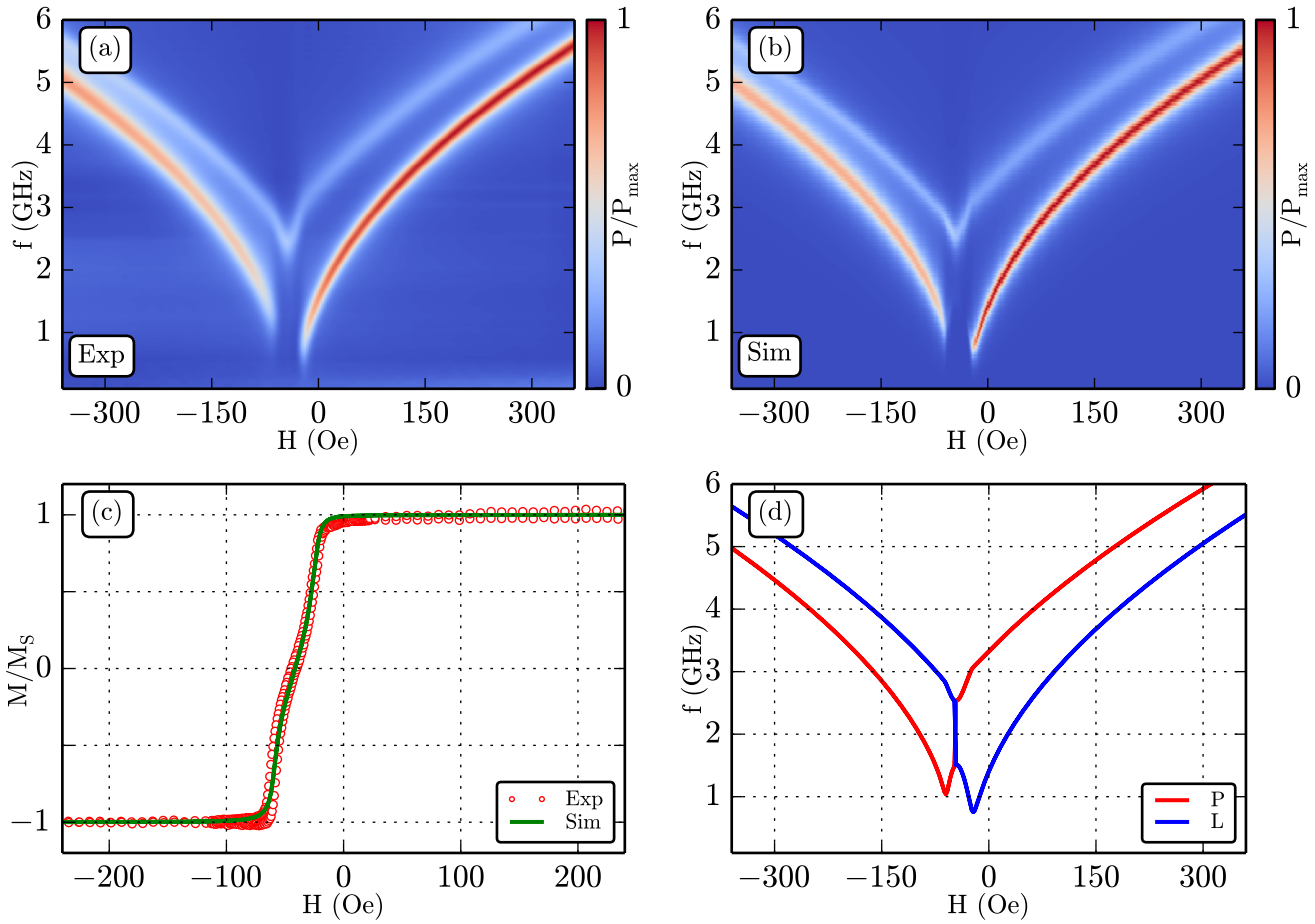


Figura 6.31.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Cu(0.75 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P		Camada L		Acoplamentos		Outros	
$t_P =$	20 nm	$t_L =$	20 nm				
$H_k^P =$	15.0 Oe	$H_k^L =$	5.0 Oe	$H_J^1 =$	44.0 Oe	$M_S =$	800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$	400.0 Oe	$H_\perp^L =$	400.0 Oe	$H_J^2 =$	7.7 Oe	$\gamma =$	17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$	85.0 Oe					$\varphi_H =$	8.0°
$H_{RA} =$	9.0 Oe						
$\alpha_P =$	0.0018	$\alpha_L =$	0.0010				

Tabela 6.6.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Cu(1.0 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta

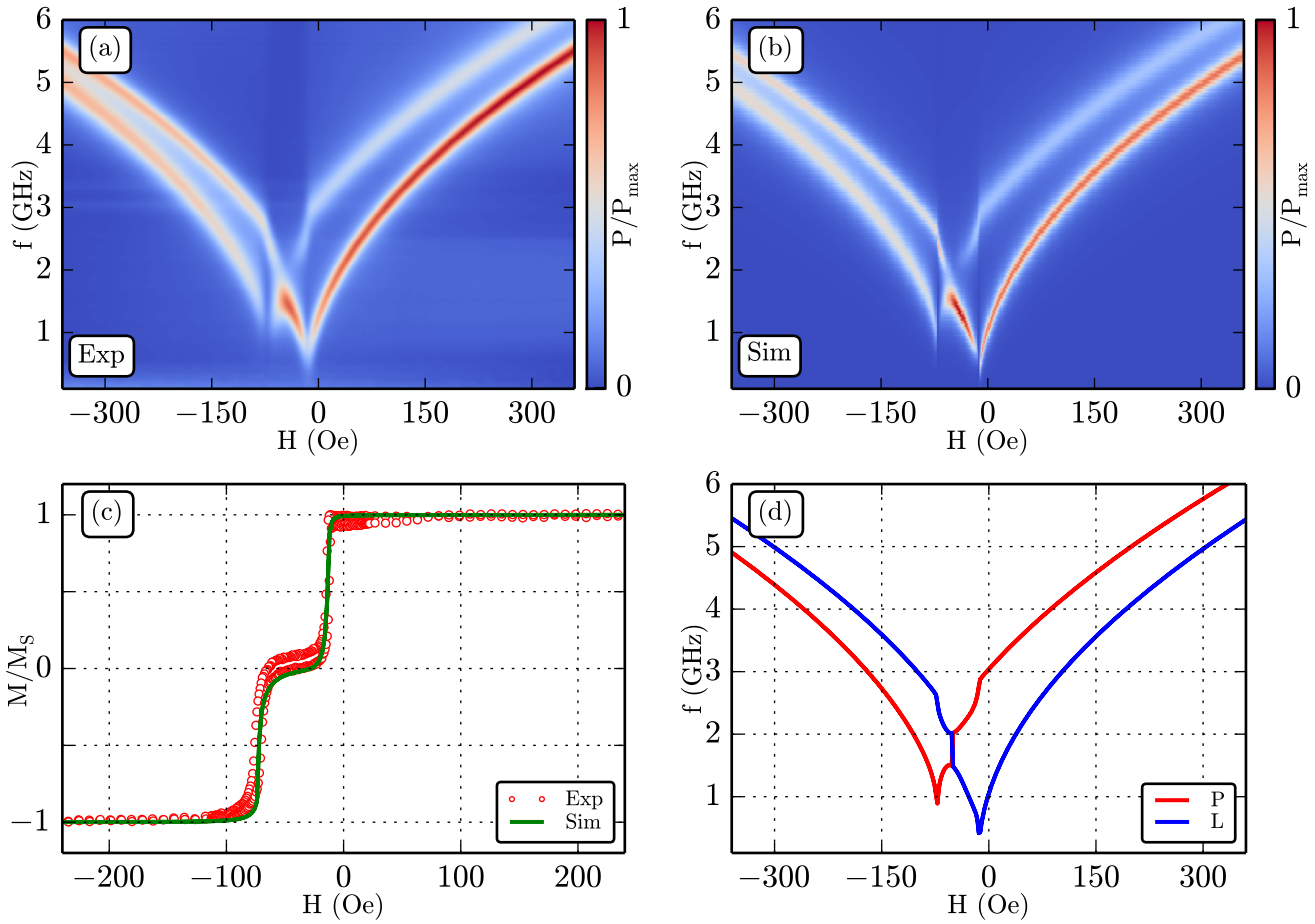


Figura 6.32.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Cu(1.0 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P		Camada L		Acoplamentos		Outros	
$t_P =$	20 nm	$t_L =$	20 nm				
$H_k^P =$	15.0 Oe	$H_k^L =$	5.0 Oe	$H_J^1 =$	15.0 Oe	$M_S =$	800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$	380.0 Oe	$H_\perp^L =$	380.0 Oe	$H_J^2 =$	2.0 Oe	$\gamma =$	17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$	85.0 Oe					$\varphi_H =$	7.0°
$H_{RA} =$	9.0 Oe						
$\alpha_P =$	0.0018	$\alpha_L =$	0.0010				

Tabela 6.7.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Cu(1.25 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta

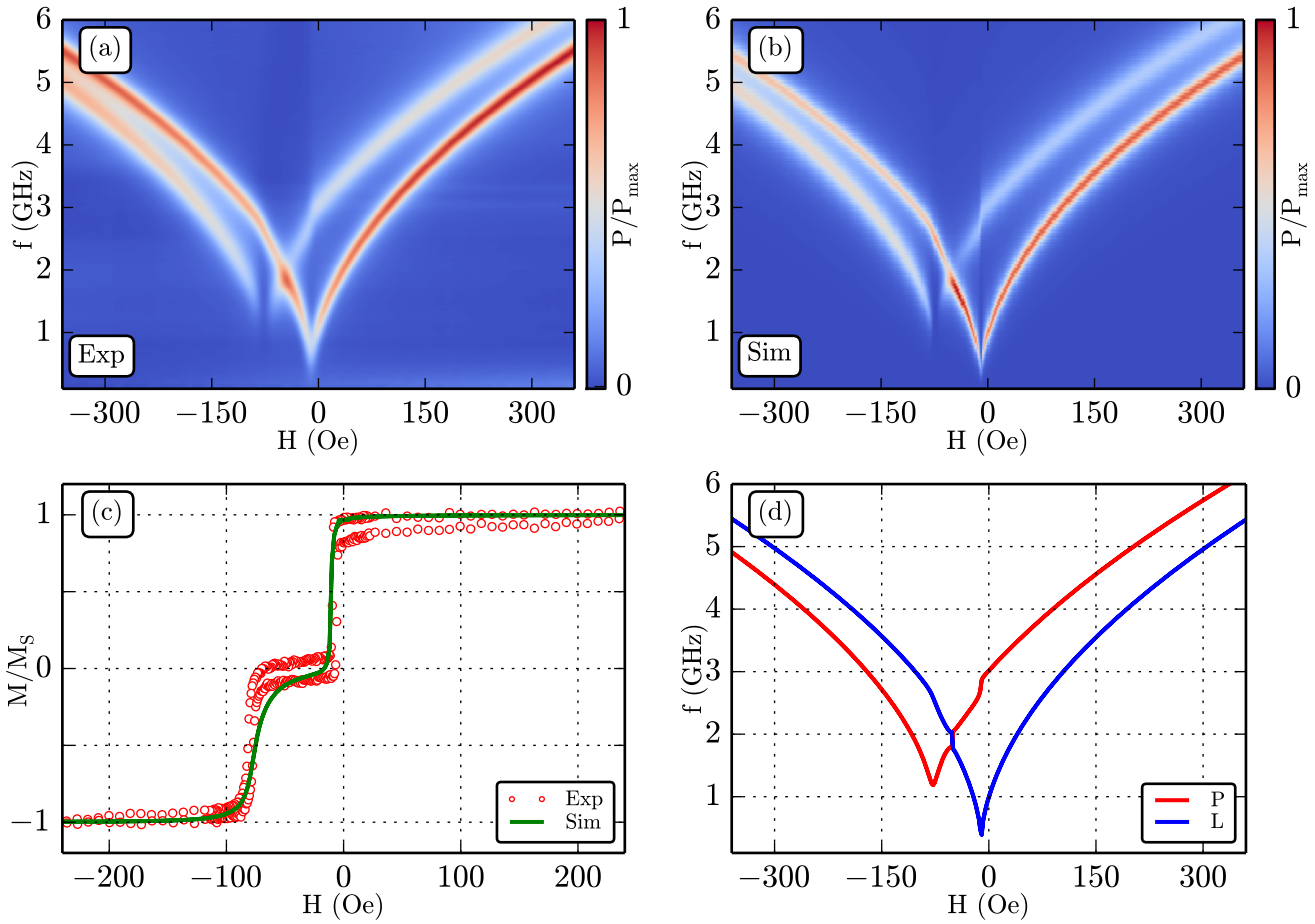


Figura 6.33.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Cu(1.25 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P		Camada L		Acoplamentos		Outros	
$t_P =$	20 nm	$t_L =$	20 nm				
$H_k^P =$	15.0 Oe	$H_k^L =$	5.0 Oe	$H_J^1 =$	11.0 Oe	$M_S =$	800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$	330.0 Oe	$H_\perp^L =$	330.0 Oe	$H_J^2 =$	1.0 Oe	$\gamma =$	17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$	85.0 Oe					$\varphi_H =$	15.0°
$H_{RA} =$	9.0 Oe						
$\alpha_P =$	0.0018	$\alpha_L =$	0.0010				

Tabela 6.8.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Cu(1.5 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta

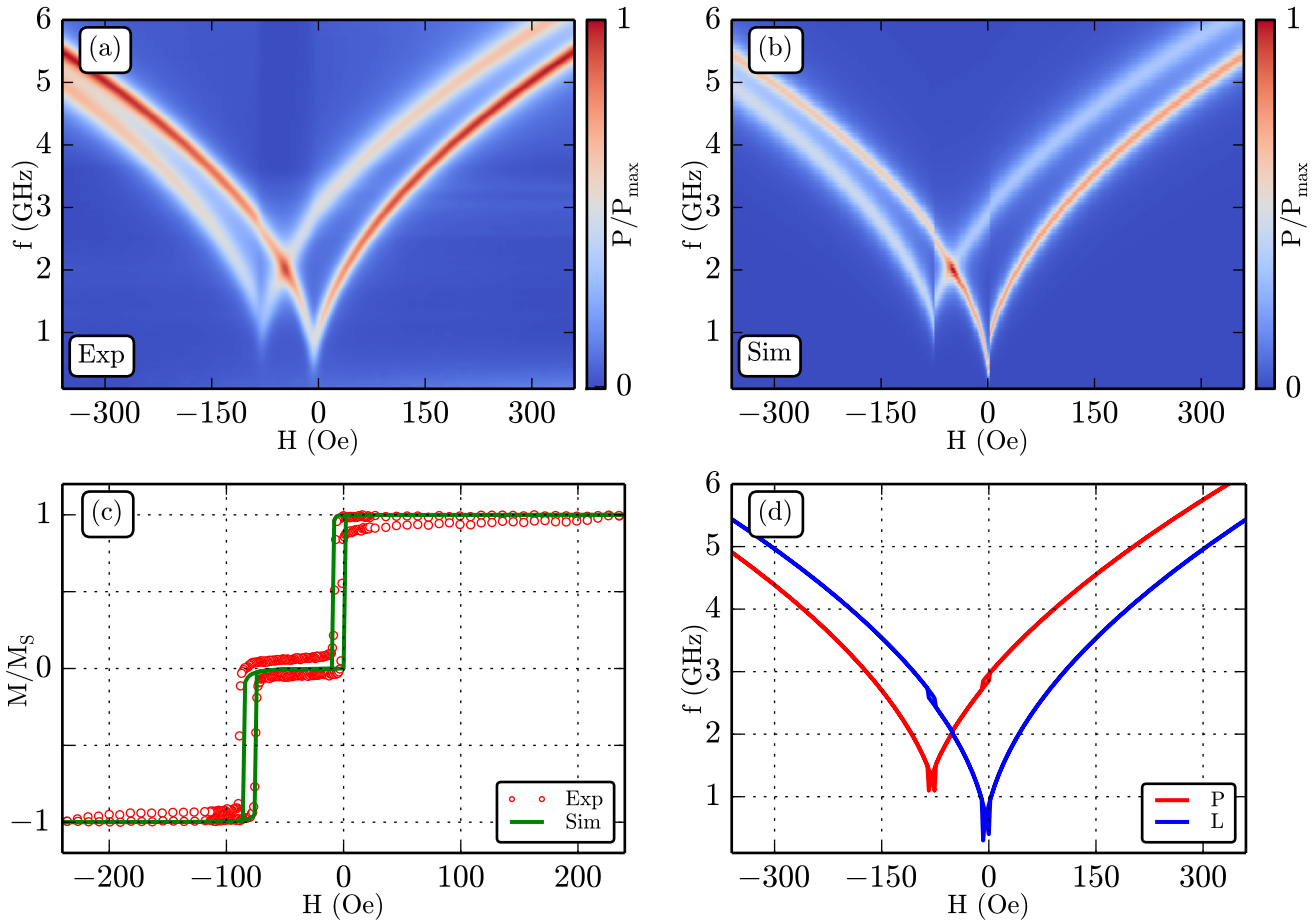


Figura 6.34.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Cu(1.5 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P	Camada L	Acoplamentos	Outros
$t_P = 20\,\text{nm}$	$t_L = 20\,\text{nm}$		
$H_k^P = 15.0\,\text{Oe}$	$H_k^L = 5.0\,\text{Oe}$	$H_J^1 = 4.0\,\text{Oe}$	$M_S = 800\,\text{emu/cm}^3$
$H_\perp^P = 250.0\,\text{Oe}$	$H_\perp^L = 250.0\,\text{Oe}$	$H_J^2 = -0.7\,\text{Oe}$	$\gamma = 17.6\,\text{MHz/Oe}$
$H_{EB} = 84.0\,\text{Oe}$			$\varphi_H = 4.0°$
$H_{RA} = 9.0\,\text{Oe}$			
$\alpha_P = 0.0018$	$\alpha_L = 0.0010$		

Tabela 6.9.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Cu(2.5 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta

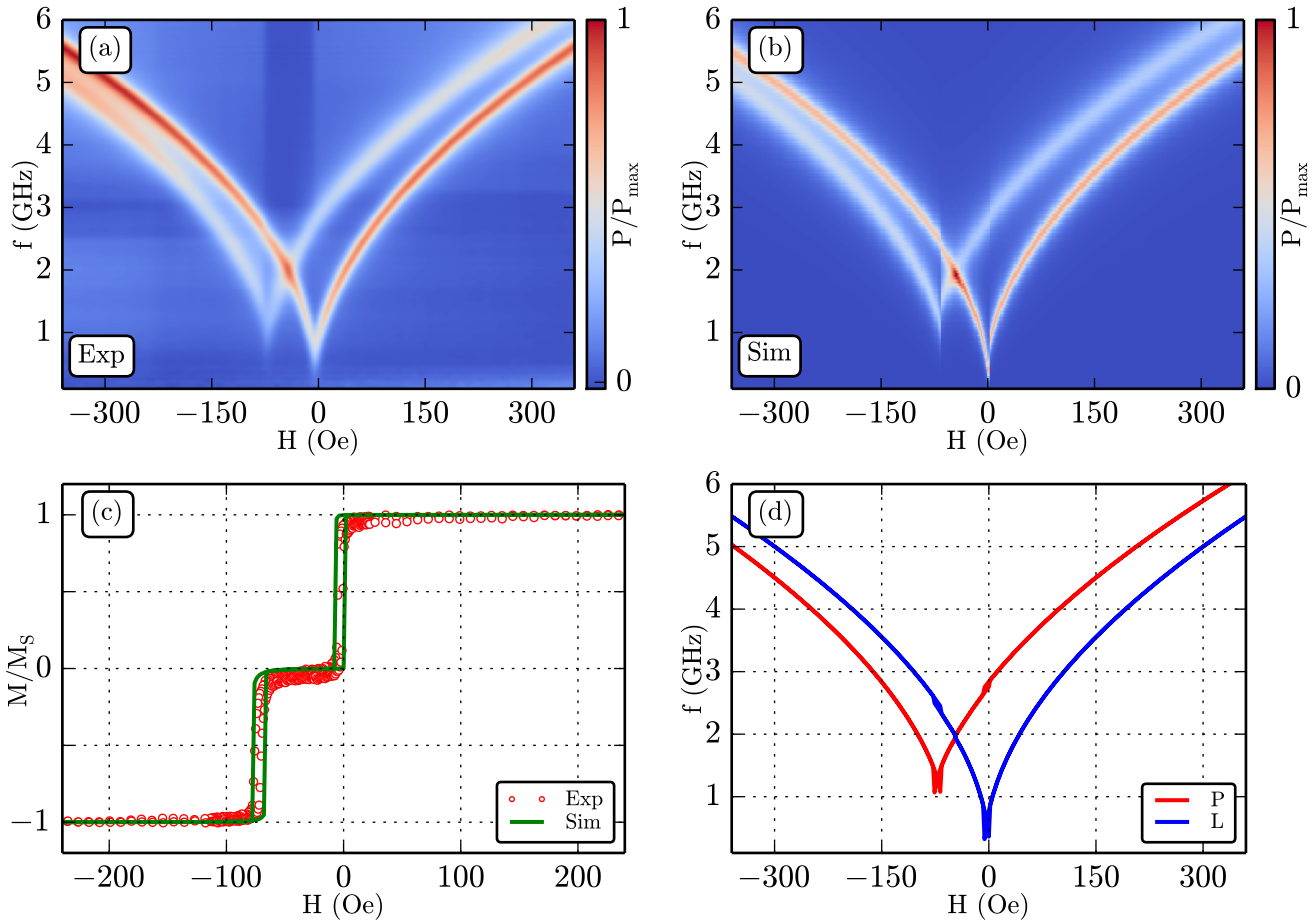


Figura 6.35.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Cu(2.5 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P	Camada L	Acoplamentos	Outros
$t_P =$ 20 nm	$t_L =$ 20 nm		
$H_k^P =$ 15.0 Oe	$H_k^L =$ 5.0 Oe	$H_J^1 =$ 3.0 Oe	$M_S =$ 800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$ 0.0 Oe	$H_\perp^L =$ 0.0 Oe	$H_J^2 =$ 0.0 Oe	$\gamma =$ 17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$ 75.0 Oe			$\varphi_H =$ 4.0°
$H_{RA} =$ 9.0 Oe			
$\alpha_P =$ 0.0018	$\alpha_L =$ 0.0010		

Tabela 6.10.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Cu(1.0 nm)/NiFe(10 nm)/IrMn/Ta

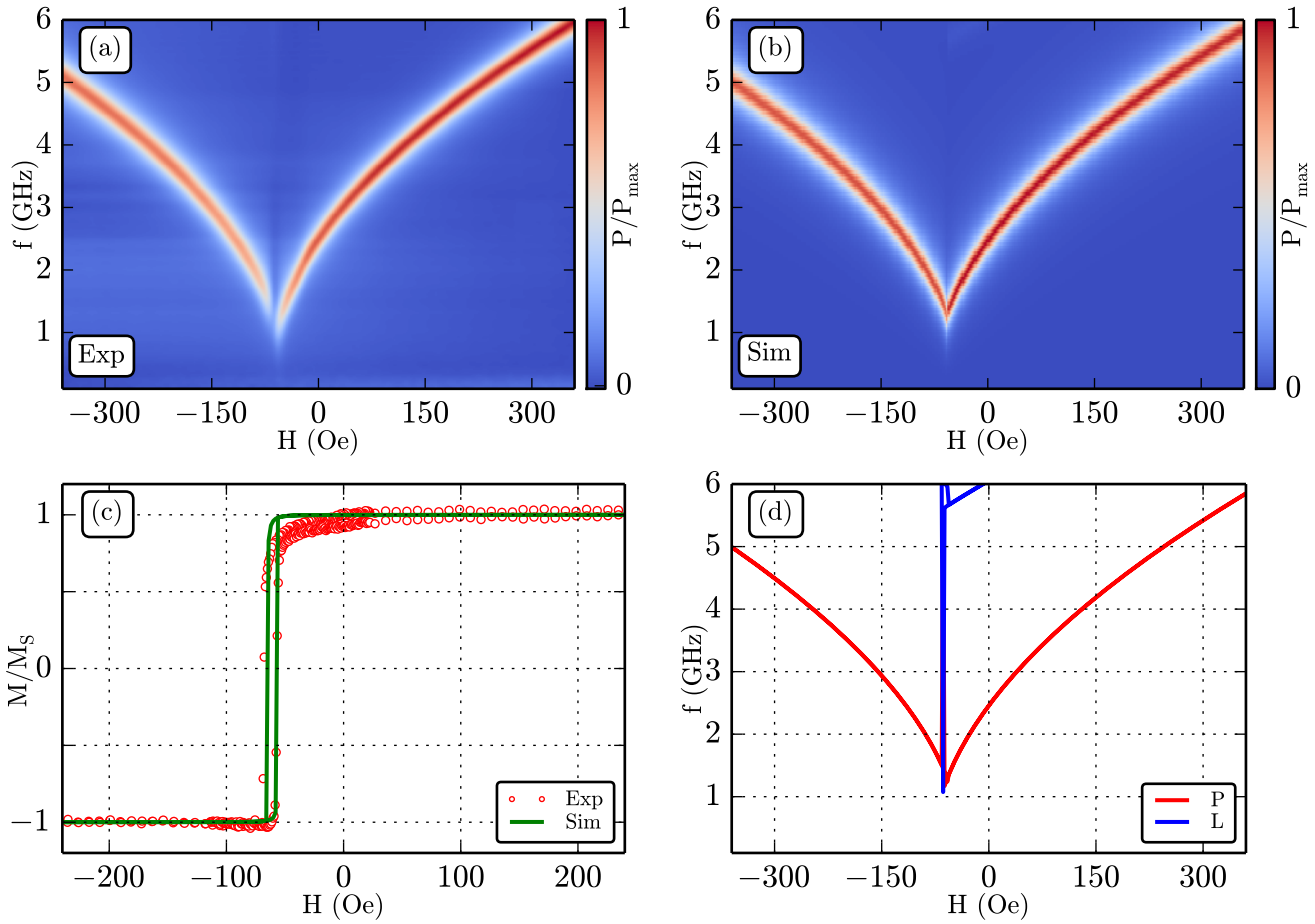


Figura 6.36.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Cu(1.0 nm)/NiFe(10 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P		Camada L		Acoplamentos		Outros	
$t_P =$	20 nm	$t_L =$	10 nm				
$H_k^P =$	15.0 Oe	$H_k^L =$	8.0 Oe	$H_J^1 =$	300.0 Oe	$M_S =$	800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$	600.0 Oe	$H_\perp^L =$	600.0 Oe	$H_J^2 =$	12.0 Oe	$\gamma =$	17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$	92.0 Oe					$\varphi_H =$	2.0°
$H_{RA} =$	24.0 Oe						
$\alpha_P =$	0.0018	$\alpha_L =$	0.0010				

Tabela 6.11.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Cu(1.25 nm)/NiFe(10 nm)/IrMn/Ta

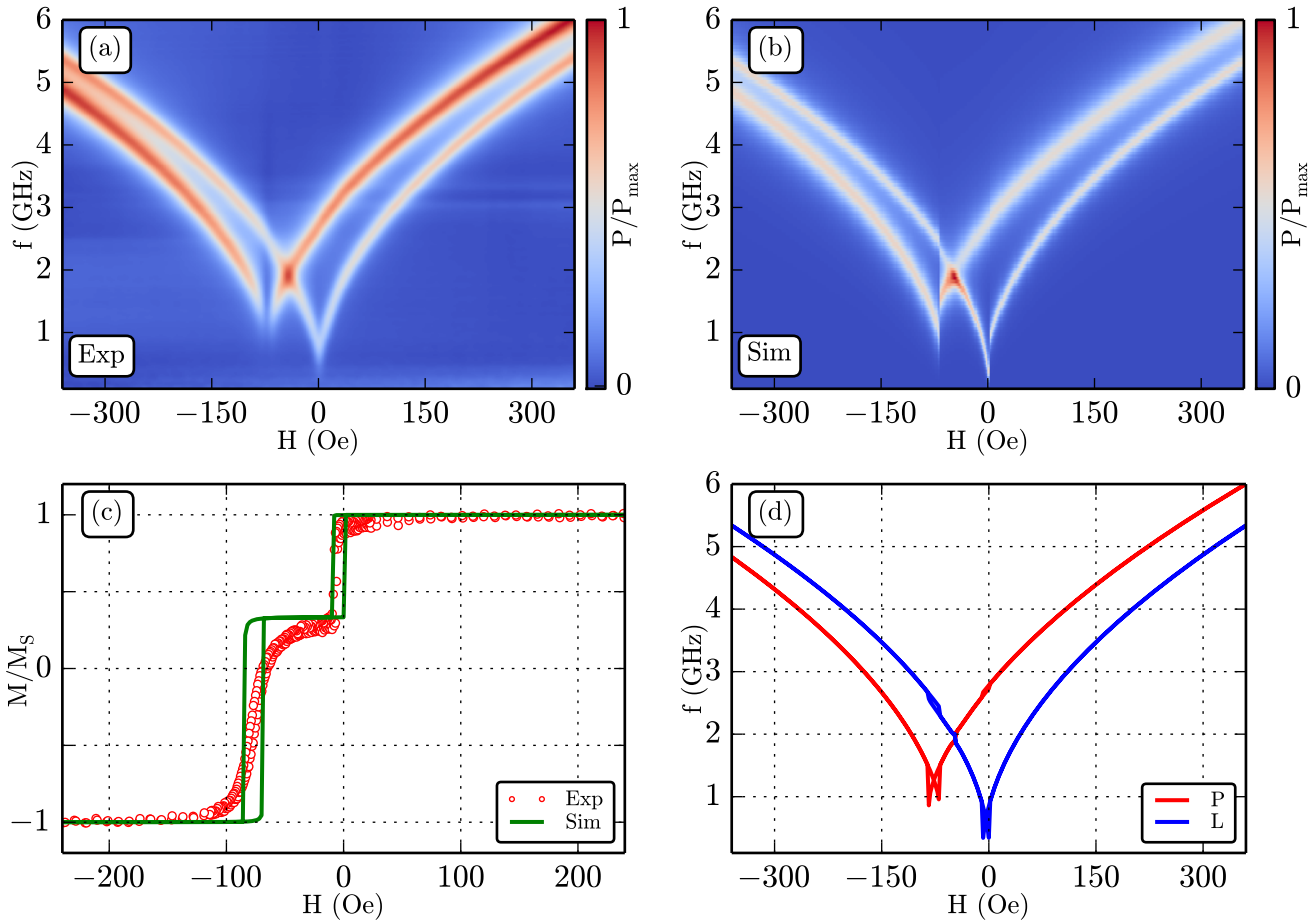


Figura 6.37.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Cu(1.25 nm)/NiFe(10 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P		Camada L		Acoplamentos		Outros	
$t_P =$	20 nm	$t_L =$	10 nm				
$H_k^P =$	15.0 Oe	$H_k^L =$	8.0 Oe	$H_J^1 =$	4.0 Oe	$M_S =$	800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$	600.0 Oe	$H_\perp^L =$	600.0 Oe	$H_J^2 =$	1.0 Oe	$\gamma =$	17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$	79.0 Oe					$\varphi_H =$	2.0°
$H_{RA} =$	9.0 Oe						
$\alpha_P =$	0.0018	$\alpha_L =$	0.0010				

Tabela 6.12.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Cu(1.5 nm)/NiFe(10 nm)/IrMn/Ta

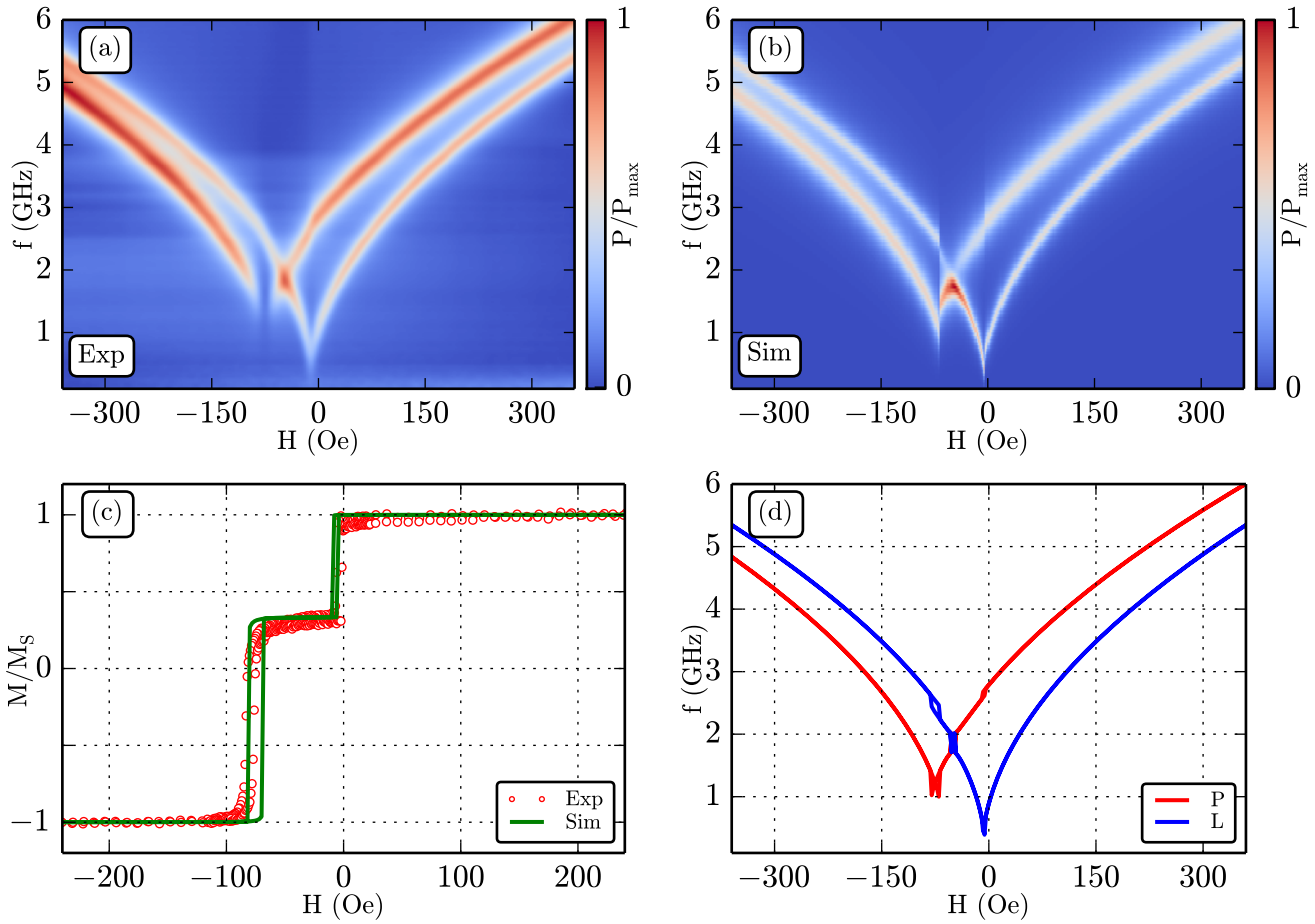


Figura 6.38.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Cu(1.5 nm)/NiFe(10 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P		Camada L		Acoplamentos		Outros	
$t_P =$	20 nm	$t_L =$	10 nm				
$H_k^P =$	15.0 Oe	$H_k^L =$	8.0 Oe	$H_J^1 =$	7.0 Oe	$M_S =$	800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$	600.0 Oe	$H_\perp^L =$	600.0 Oe	$H_J^2 =$	2.0 Oe	$\gamma =$	17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$	79.0 Oe					$\varphi_H =$	2.0°
$H_{RA} =$	9.0 Oe						
$\alpha_P =$	0.0018	$\alpha_L =$	0.0010				

Tabela 6.13.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Ru(0.5 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta

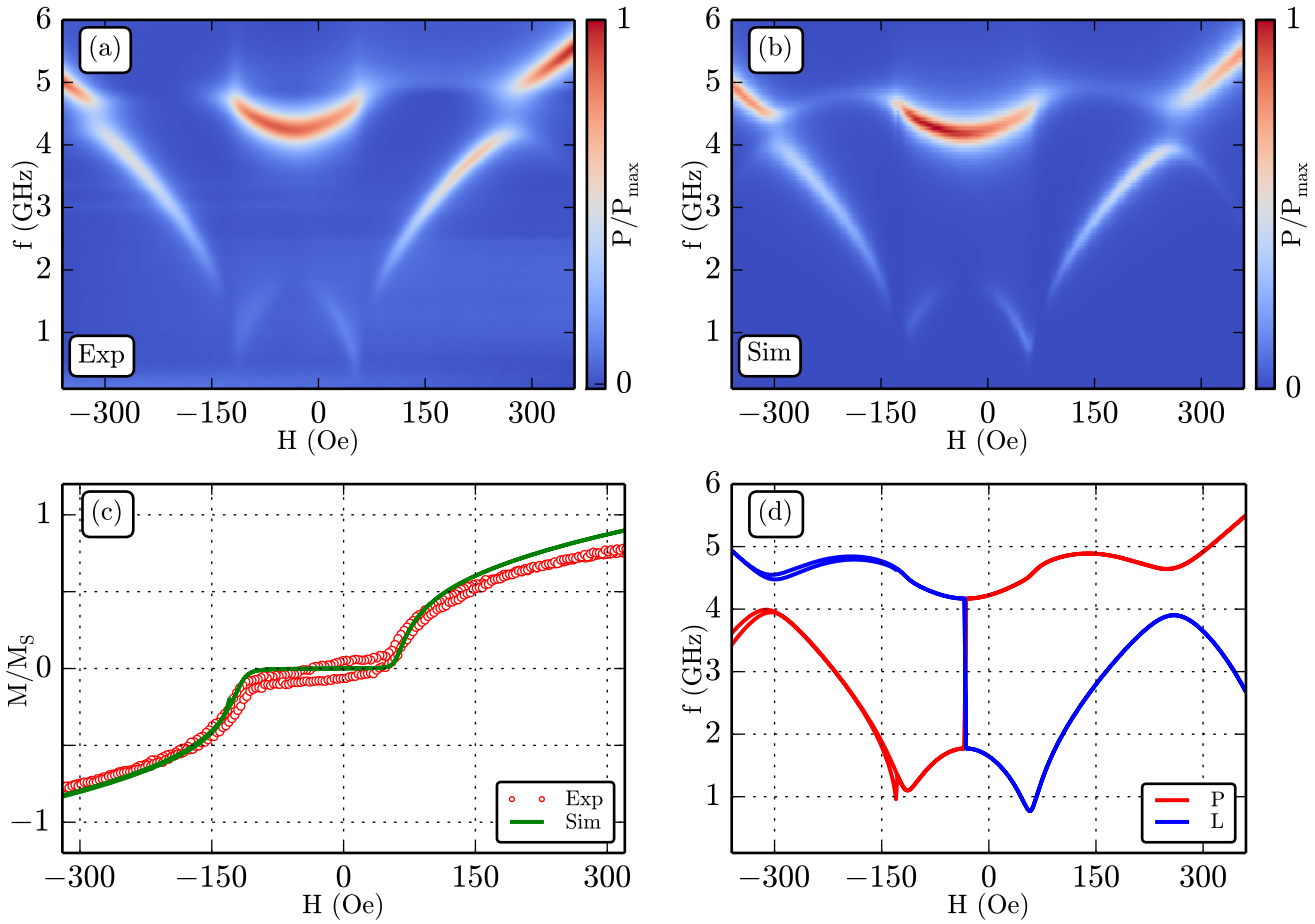


Figura 6.39.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Ru(0.5 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P		Camada L		Acoplamentos		Outros	
$t_P =$	20 nm	$t_L =$	20 nm				
$H_k^P =$	12.0 Oe	$H_k^L =$	8.0 Oe	$H_J^1 =$	−156.0 Oe	$M_S =$	800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$	400.0 Oe	$H_\perp^L =$	400.0 Oe	$H_J^2 =$	31.0 Oe	$\gamma =$	17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$	54.0 Oe					$\varphi_H =$	4.0°
$H_{RA} =$	8.0 Oe						
$\alpha_P =$	0.0018	$\alpha_L =$	0.0010				

Tabela 6.14.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Ru(0.75 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta

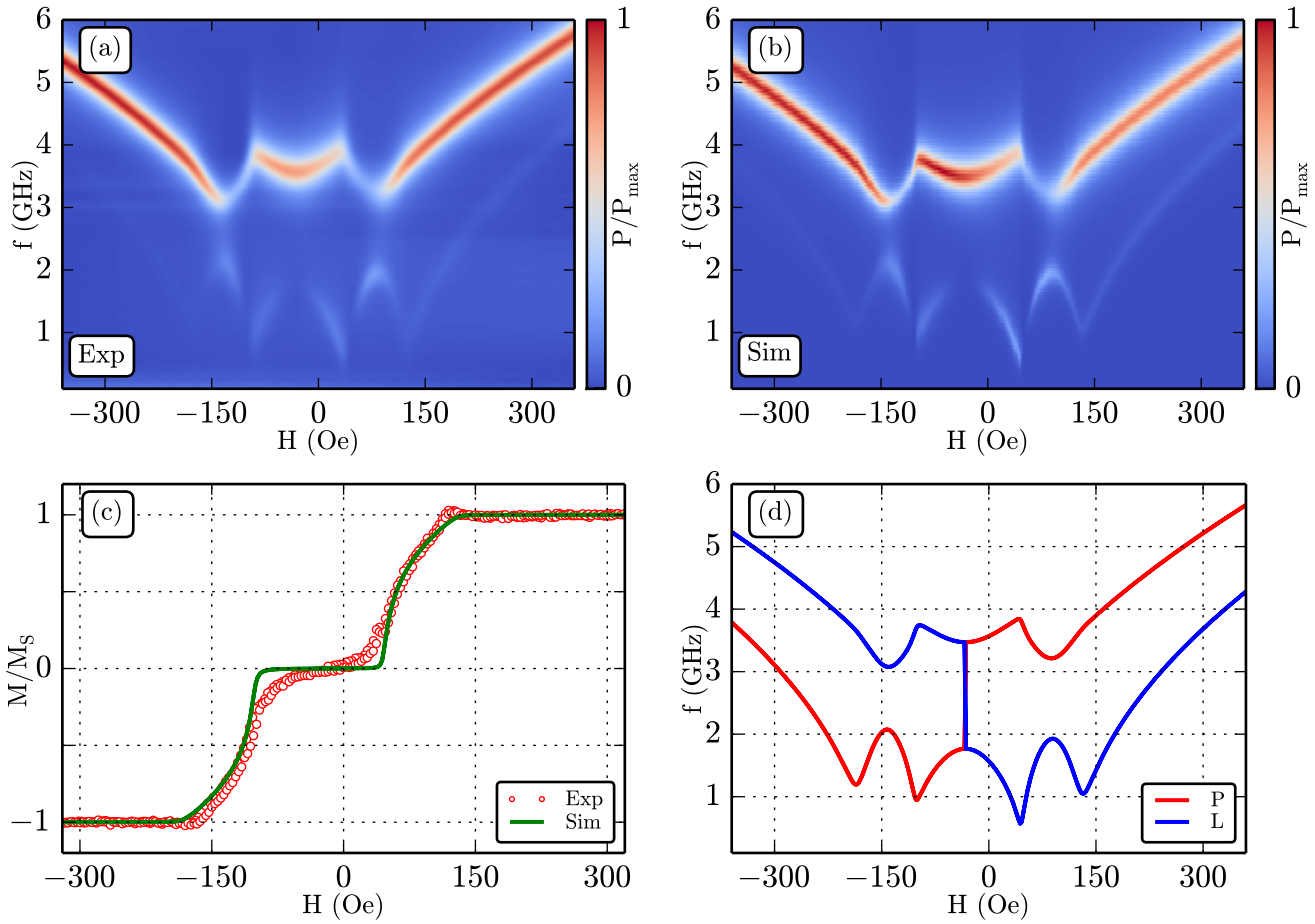


Figura 6.40.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Ru(0.75 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P		Camada L		Acoplamentos		Outros	
$t_P =$	20 nm	$t_L =$	20 nm				
$H_k^P =$	12.0 Oe	$H_k^L =$	8.0 Oe	$H_J^1 =$	−69.0 Oe	$M_S =$	800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$	400.0 Oe	$H_\perp^L =$	400.0 Oe	$H_J^2 =$	5.0 Oe	$\gamma =$	17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$	54.0 Oe					$\varphi_H =$	3.0°
$H_{RA} =$	8.0 Oe						
$\alpha_P =$	0.0018	$\alpha_L =$	0.0010				

Tabela 6.15.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Ru(1.0 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta

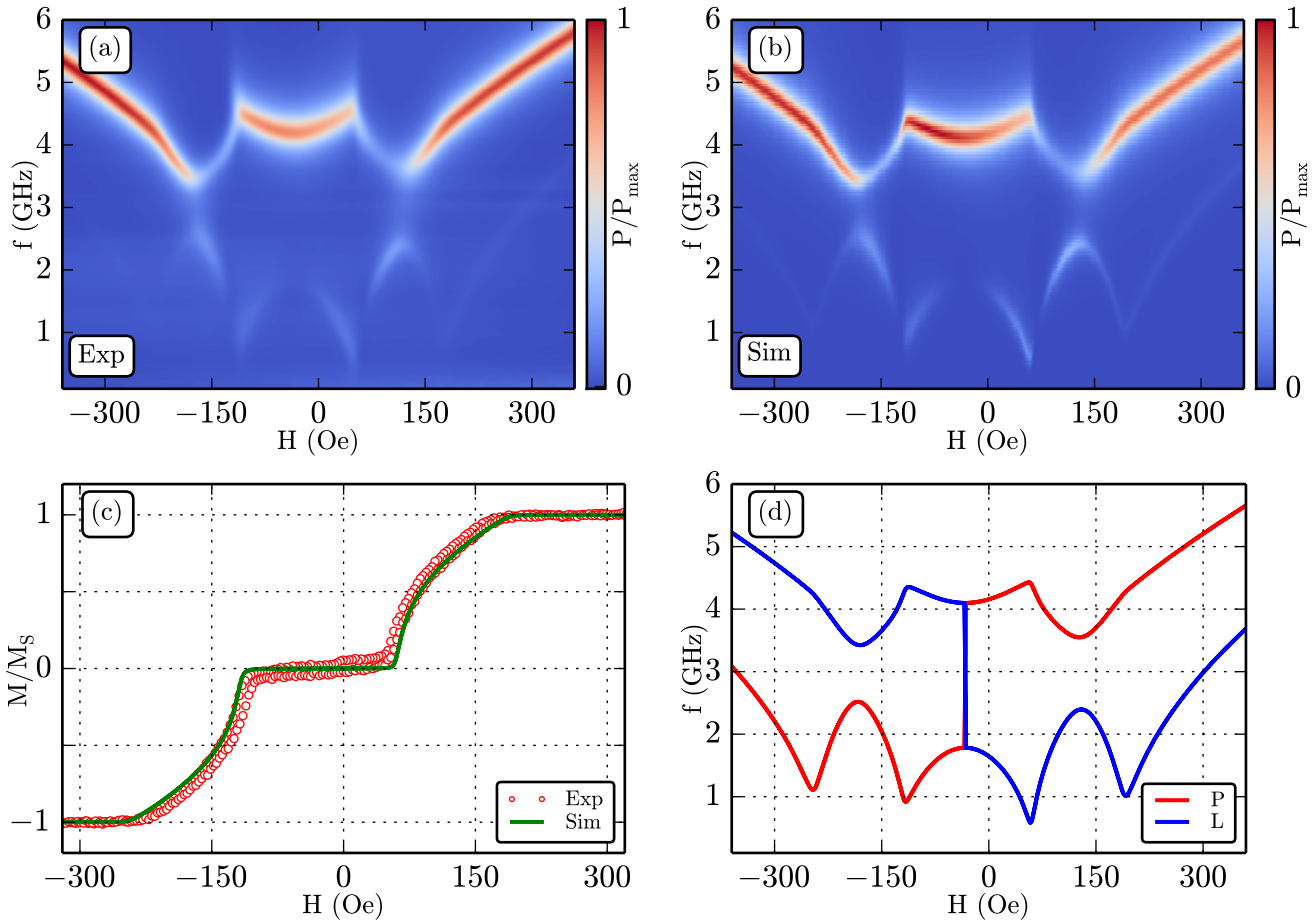


Figura 6.41.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Ru(1.0 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P	Camada L	Acoplamentos	Outros
$t_P =$ 20 nm	$t_L =$ 20 nm		
$H_k^P =$ 12.0 Oe	$H_k^L =$ 8.0 Oe	$H_J^1 =$ −100.0 Oe	$M_S =$ 800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$ 400.0 Oe	$H_\perp^L =$ 400.0 Oe	$H_J^2 =$ 5.0 Oe	$\gamma =$ 17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$ 55.0 Oe			$\varphi_H =$ 2.0°
$H_{RA} =$ 8.0 Oe			
$\alpha_P =$ 0.0018	$\alpha_L =$ 0.0010		

Tabela 6.16.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Ru(1.25 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta

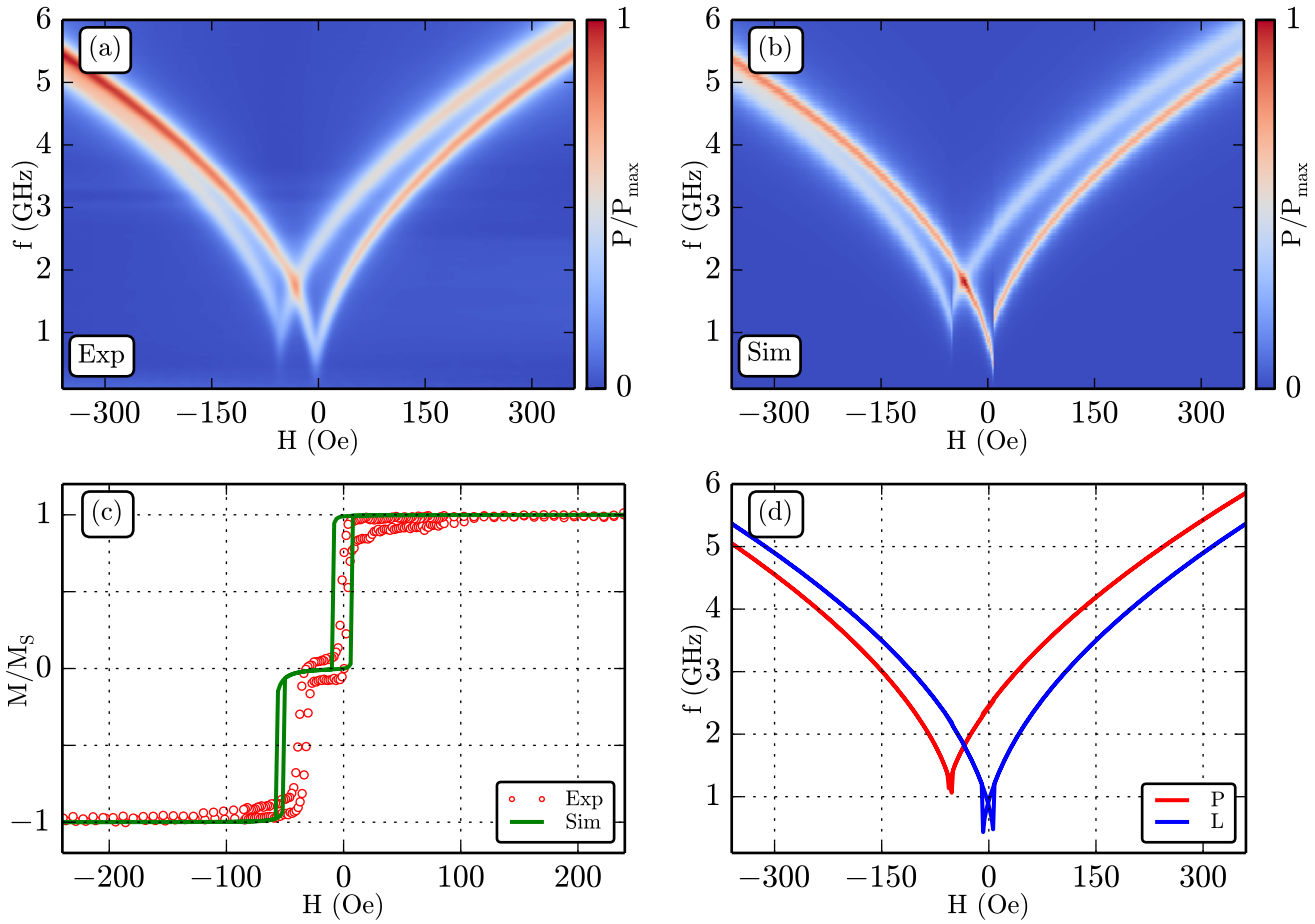


Figura 6.42.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Ru(1.25 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P		Camada L		Acoplamentos		Outros	
$t_P =$	20 nm	$t_L =$	20 nm				
$H_k^P =$	16.0 Oe	$H_k^L =$	12.0 Oe	$H_J^1 =$	1.0 Oe	$M_S =$	800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$	530.0 Oe	$H_\perp^L =$	540.0 Oe	$H_J^2 =$	0.5 Oe	$\gamma =$	17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$	55.0 Oe					$\varphi_H =$	8.0°
$H_{RA} =$	10.0 Oe						
$\alpha_P =$	0.0018	$\alpha_L =$	0.0010				

Tabela 6.17.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Ru(1.5 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta

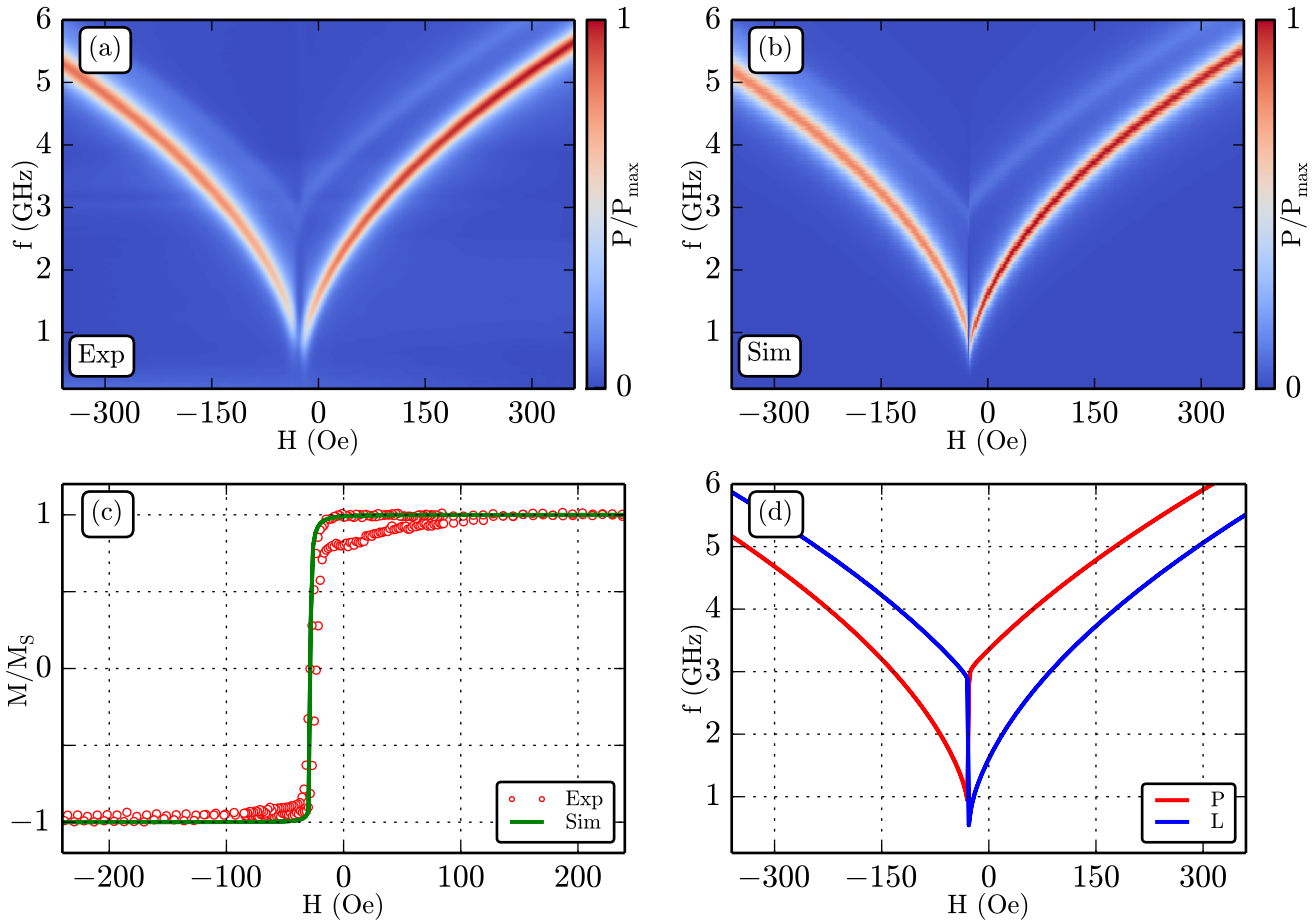


Figura 6.43.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Ru(1.5 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P		Camada L		Acoplamentos		Outros	
$t_P =$	20 nm	$t_L =$	20 nm				
$H_k^P =$	16.0 Oe	$H_k^L =$	12.0 Oe	$H_J^1 =$	60.0 Oe	$M_S =$	800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$	530.0 Oe	$H_\perp^L =$	650.0 Oe	$H_J^2 =$	7.4 Oe	$\gamma =$	17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$	56.0 Oe					$\varphi_H =$	8.0°
$H_{RA} =$	10.1 Oe						
$\alpha_P =$	0.0018	$\alpha_L =$	0.0010				

Tabela 6.18.: Parâmetros utilizados nas simulações

Ta/NiFe(20 nm)/Ru(10.0 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta

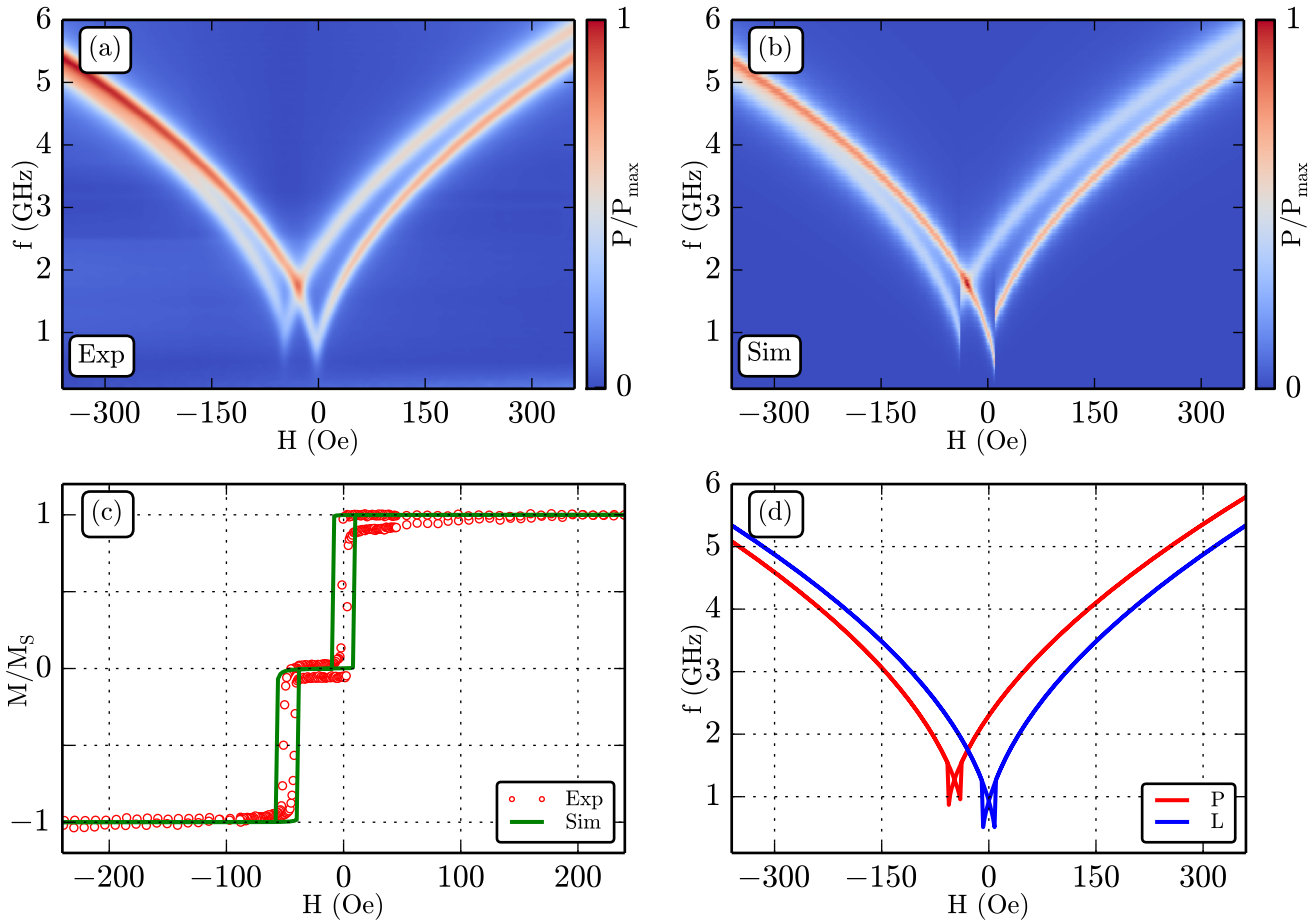


Figura 6.44.: Medidas para a amostra Ta/NiFe(20 nm)/Ru(10.0 nm)/NiFe(20 nm)/IrMn/Ta. (a) e (b) espectros de absorção experimental e simulado respetivamente (c) curvas de magnetização (d) relação de dispersão simulada.

Camada P		Camada L		Acoplamentos		Outros	
$t_P =$	20 nm	$t_L =$	20 nm				
$H_k^P =$	16.0 Oe	$H_k^L =$	12.0 Oe	$H_J^1 =$	0.0 Oe	$M_S =$	800 emu/cm^3
$H_\perp^P =$	530.0 Oe	$H_\perp^L =$	650.0 Oe	$H_J^2 =$	0.0 Oe	$\gamma =$	17.6 MHz/Oe
$H_{EB} =$	48.0 Oe					$\varphi_H =$	3.3°
$H_{RA} =$	7.0 Oe						
$\alpha_P =$	0.0018	$\alpha_L =$	0.0010				

Tabela 6.19.: Parâmetros utilizados nas simulações

7. Conclusões e perspectivas

As contribuições realizadas no trabalho realizado nesta tese são detalhadas a continuação:

Implementação de técnicas experimentais no Laboratório de Magnetismo Aplicado do CBPF

O trabalho realizado para esta tese inclui a implementação de diferentes técnicas experimentais no Laboratório de Magnetismo Aplicado do CBPF. Foram realizados contribuições em instrumentação e especialmente em software para controle de experimentos para a implementação de um magnetômetro de amostra vibrante VSM, um sistema de medidas de resistividade elétrica em filmes finos e a técnica de ressonância ferromagnética por analisador vetorial de rede VNA-FMR. O software desenvolvido para este trabalho permite a fácil implementação de novas configurações experimentais baseadas nos instrumentos existentes no laboratório. Este software é disponibilizado ao publico para a sua utilização em outros laboratórios.

Implementação da técnica de ressonância ferromagnética por analisador vetorial de rede VNA-FMR

A implementação de esta técnica, realizada nesta tese, é a primeira realizada no Brasil. Nesta tese foram detalhados os pormenores da implementação, os possíveis tipos de análise sobre os dados experimentais, e os protocolos de medida necessários. Também, foi realizada uma clara descrição das propriedades dos espectros de ressonância obtidos por esta técnica fazendo uso de medidas em filmes de Permalloy. Com esta técnica além das medidas realizadas para esta tese, foram também realizadas medidas em diferentes tipos de sistemas incluindo materiais

nanocristalinos, materiais electrodepositados e arranjos de nanoestruturas magnéticas, este ultimo resultado é especialmente relevante ao permitir observar experimentalmente a relação dispersão de configurações magnéticas tipo vórtice. Estes trabalhos são realizados por outros doutorandos do grupo de pesquisa.

Formulação de um modelo semi-analítico para o estudo da dinâmica de magnetização em sistemas magnéticos acoplados

Foi formulado um modelo semi-analítico baseado na equação de Landau–Lifshitz–Gilbert resolvida no marco da aproximação de macro-spin com um numero arbitrário de elementos magnéticos que interagem entre eles. Os resultados obtidos, além de permitir a comparação direta dos dados experimentais com os simulados, oferecem valiosa informação dos processos estáticos e dinâmicos de cada um dos spins do sistema independentemente. Estas características especificas do modelo permitem uma melhor compreensão dos sistemas estudados e facilitam o entendimento das propriedades que devem ser modicadas para conseguir um comportamento especifico destes sistemas. A grande relevância de este modelo são a facilidade de incluir um numero arbitrário de elementos, onde somente é necessário conhecer a energia magnética de estes e a interação entre eles, e a eficiente formulação para o calculo das soluções numéricas.

Estudo de anisotropias e largura de linha em sistemas NM/NiFe/NM utilizando VNA-FMR

Nesta tese foram estudadas amostras de filmes finos com configuração tipo sanduíche de uma camada Permalloy NiFe entre duas camadas idênticas de material condutor não magnético (NM), onde os NM utilizados foram Ta, Ti, Au, Pt, Cu ou Ru. Este estudo mostra a factibilidade da técnica VNA-FMR para a determinação de anisotropias magnéticas e medições de largura de linha e parâmetros de amortecimento efetivos em função da frequência. Os resultados permitem medir as anisotropias magnéticas induzidas na interface NiFe/NM, e também o valor do parâmetro de amortecimento efetivo. As amostras com Ti apresentaram as menores larguras de linha, este tipo de comportamento é desejado para maximizar amplitude nos picos de resso-

nância e obter uma melhor relação sinal ruido nas medidas, portanto, este tipo de filmes pode ser utilizado como base para outro tipo e amostras onde seja desejável uma alta amplitude na resposta dinâmica, por exemplo nanoestruturas magnéticas e cristais magnônicos. Os procedimentos e análises realizados neste estudo podem ser expandidos para o estudo das diferentes contribuições aos processos de amortecimento, por exemplo com a medida de larguras de linha em função do angulo. Outro estudo possível pela técnica de VNA-FMR é a medição de larguras de linha em frequência, num campo fixo, com o qual é possível realizar medidas dos parâmetros de amortecimento para estados magnéticos não saturados.

Acoplamento entre camadas FM em sistemas FM/NM/FM/AFM estudado por VNA-FMR

Foram medidos, utilizando a técnica de VNA-FMR, os espectros de ressonância ferromagnética de sistemas com configuração FM/NM/FM/AFM, com e sem acoplamentos entre as camadas FM. Nos casos acoplados foi observado que o espectro de banda larga é complexo para os estados não saturados, enquanto que para os estados saturados apresenta o tipico comportamento de amostras com camadas acopladas observado em experimentos de FMR tradicional. Os dados observados experimentalmente foram notavelmente bem reproduzidos, tanto nos estados magnéticos saturados como nos não saturados, mediante o uso de modelo numérico proposto nesta tese. Fazendo uso da informação fornecida pelo modelo foram explicadas as características experimentais observadas incluindo, os saltos em frequência observados nas relações de dispersão, e as variações, devido ao acoplamento, das amplitude relativas dos picos de absorção. Foi realizado um análise detalhado da dinâmica de magnetização em estados não saturados. Estes estados, apesar da sua importância em aplicações tecnológicas, não são usualmente abordados nas descrições dos experimentos de FMR tanto tradicional como de banda larga.

Referências Bibliográficas

[1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, "Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, pp. 2472–2475, Nov 1988.

[2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, "Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange," *Phys. Rev. B*, vol. 39, pp. 4828–4830, Mar 1989.

[3] P. P. Freitas, R. Ferreira, S. Cardoso, and F. Cardoso, "Magnetoresistive sensors," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 19, no. 16, p. 165221, 2007.

[4] C. Tsang, "Magnetics of small magnetoresistive sensors (invited)," *Journal of Applied Physics*, vol. 55, no. 6, pp. 2226–2231, 1984.

[5] T. Miyazaki and N. Tezuka, "Giant magnetic tunneling effect in fe/al2o3/fe junction," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 139, no. 3, pp. L231 – L234, 1995.

[6] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando, "Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions," *Nat Mater*, vol. 3, pp. 868–871, Dec. 2004.

[7] D. D. Tang and Y.-J. Lee, *Magnetic memory fundamentals and technology.* New York: Cambridge University Press, 2010.

[8] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, "Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current," *Nature*, vol. 425, pp. 380–383, Sept. 2003.

[9] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, V. Tsoi, and P. Wyder, "Generation and detection of phase-coherent current-driven magnons in magnetic multilayers," *Nature*, vol. 406, pp. 46–48, July 2000.

[10] O. Prokopenko, E. Bankowski, T. Meitzler, V. Tiberkevich, and A. Slavin, "Spin-torque nano-oscillator as a microwave signal source," *Magnetics Letters, IEEE*, vol. 2, pp. 3000104–3000104, 2011.

[11] *Spin dynamics in confined magnetic structures I.* No. v. 83 in Topics in applied physics, Berlin ; New York: Springer, 2002.

[12] *Spin dynamics in confined magnetic structures II.* No. v. 87 in Topics in applied physics, Berlin ; New York: Springer, 2003.

[13] *Spin dynamics in confined magnetic structures III*. No. v. 101 in Topics in applied physics, Berlin ; New York: Springer, 2006.

[14] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, "Spintronics: A spin-based electronics vision for the future," *Science*, vol. 294, no. 5546, pp. 1488–1495, 2001.

[15] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, "Magnonics," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 43, no. 26, p. 264001, 2010.

[16] B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, and M. Münzenberg, "The building blocks of magnonics," *Physics Reports*, vol. 507, no. 4–5, pp. 107 – 136, 2011.

[17] S. Nikitov, P. Tailhades, and C. Tsai, "Spin waves in periodic magnetic structures—magnonic crystals," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 236, no. 3, pp. 320 – 330, 2001.

[18] C. H. Back, D. Weller, J. Heidmann, D. Mauri, D. Guarisco, E. L. Garwin, and H. C. Siegmann, "Magnetization reversal in ultrashort magnetic field pulses," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 3251–3254, Oct 1998.

[19] T. Gerrits, H. A. M. van den Berg, J. Hohlfeld, L. Bar, and T. Rasing, "Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping," *Nature*, vol. 418, pp. 509–512, Aug. 2002.

[20] I. N. Krivorotov, N. C. Emley, J. C. Sankey, S. I. Kiselev, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, "Time-domain measurements of nanomagnet dynamics driven by spin-transfer torques," *Science*, vol. 307, no. 5707, pp. 228–231, 2005.

[21] D. Gusakova, M. Quinsat, J. F. Sierra, U. Ebels, B. Dieny, L. D. Buda-Prejbeanu, M.-C. Cyrille, V. Tiberkevich, and A. N. Slavin, "Linewidth reduction in a spin-torque nano-oscillator caused by non-conservative current-induced coupling between magnetic layers," *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 5, p. 052501, 2011.

[22] I. Firastrau, L. D. Buda-Prejbeanu, B. Dieny, and U. Ebels, "Spin-torque nano-oscillator based on a synthetic antiferromagnet free layer and perpendicular to plane polarizer," *Journal of Applied Physics*, vol. 113, no. 11, p. 113908, 2013.

[23] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara, "Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-hall effect," *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 18, p. 182509, 2006.

[24] H. Y. Inoue, K. Harii, K. Ando, K. Sasage, and E. Saitoh, "Detection of pure inverse spin-hall effect induced by spin pumping at various excitation," *Journal of Applied Physics*, vol. 102, no. 8, p. 083915, 2007.

[25] X. Zhu, Z. Liu, V. Metlushko, P. Grütter, and M. R. Freeman, "Broadband spin dynamics of the magnetic vortex state: Effect of the pulsed field direction," *Phys. Rev. B*, vol. 71, p. 180408, May 2005.

[26] A. Vogel, A. Drews, T. Kamionka, M. Bolte, and G. Meier, "Influence of dipolar interaction on vortex dynamics in arrays of ferromagnetic disks," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 037201, Jul 2010.

[27] C. Pfleiderer and A. Rosch, "Condensed-matter physics: Single skyrmions spotted," *Nature*, vol. 465, pp. 880–881, June 2010.

[28] D. Atkinson, D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, C. C. Faulkner, and R. P. Cowburn, "Magnetic domain-wall dynamics in a submicrometre ferromagnetic structure," *Nat Mater*, vol. 2, pp. 85–87, Feb. 2003.

[29] J. A. C. Bland and B. Heinrich, *Ultrathin magnetic structures II*, vol. 2. Springer-Verlag, 1994.

[30] W. Barry, "A broad-band, automated, stripline technique for the simultaneous measurement of complex permittivity and permeability," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 34, no. 1, pp. 80–84, 1986.

[31] S. S. Kalarickal, P. Krivosik, M. Wu, C. E. Patton, M. L. Schneider, P. Kabos, T. J. Silva, and J. P. Nibarger, "Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods," *Journal of Applied Physics*, vol. 99, no. 9, p. 093909, 2006.

[32] A. B. Kos, T. J. Silva, and P. Kabos, "Pulsed inductive microwave magnetometer," *Review of Scientific Instruments*, vol. 73, no. 10, pp. 3563–3569, 2002.

[33] A. Viegas, A. de Andrade, R. Sommer, J. Jiang, and C. Chien, "Magneto-impedance in fe73.5cu1nb3si13.5b9 amorphous films at microwave frequencies," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 226–230, Part 1, no. 0, pp. 707 – 708, 2001. <ce:title>Proceedings of the International Conference on Magnetism (ICM 2000)</ce:title>.

[34] J. Goulon, A. Rogalev, F. Wilhelm, and G. Goujon, "X-ray detected magnetic resonance: A new spectroscopic tool," in *Magnetism and Synchrotron Radiation* (E. Beaurepaire, H. Bulou, F. Scheurer, and K. Jean-Paul, eds.), vol. 133, pp. 191–222, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010.

[35] M. Bonfim, K. Mackay, S. Pizzini, M.-L. Arnou, A. Fontaine, G. Ghiringhelli, S. Pascarelli, and T. Neisius, "Nanosecond resolved techniques for dynamical magnetization reversal measurements," *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 9, pp. 5974–5976, 2000.

[36] J. A. Sidles, J. L. Garbini, K. J. Bruland, D. Rugar, O. Züger, S. Hoen, and C. S. Yannoni, "Magnetic resonance force microscopy," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 67, pp. 249–265, Jan 1995.

[37] M. R. Freeman and J. F. Smyth, "Picosecond time-resolved magnetization dynamics of thin-film heads," *Journal of Applied Physics*, vol. 79, no. 8, pp. 5898–5900, 1996.

[38] M. R. Freeman, W. K. Hiebert, and A. Stankiewicz, "Time-resolved scanning kerr microscopy of ferromagnetic structures (invited)," *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 11, pp. 6217–6222, 1998.

[39] L. Berger, "Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current," *Phys. Rev. B*, vol. 54, pp. 9353–9358, Oct 1996.

[40] J. Slonczewski, "Current-driven excitation of magnetic multilayers," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 159, no. 1–2, pp. L1 – L7, 1996.

[41] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, "Excitation of a magnetic multilayer by an electric current," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, pp. 4281–4284, May 1998.

[42] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrman, "Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices," *Science*, vol. 285, no. 5429, pp. 867–870, 1999.

[43] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, and D. C. Ralph, "Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in co /cu /co pillars," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 3149–3152, Apr 2000.

[44] J. Sun, "Current-driven magnetic switching in manganite trilayer junctions," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 202, no. 1, pp. 157 – 162, 1999.

[45] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek, and T. J. Silva, "Direct-current induced dynamics in $co_{90}fe_{10}/ni_{80}fe_{20}$ point contacts," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, p. 027201, Jan 2004.

[46] H. van den Berg, W. Clemens, G. Gieres, G. Rupp, W. Schelter, and M. Vieth, "Gmr sensor scheme with artificial antiferromagnetic subsystem," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 32, no. 5, pp. 4624–4626, 1996.

[47] J. L. Leal and M. H. Kryder, "Spin valves exchange biased by co/ru/co synthetic antiferromagnets," *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 7, pp. 3720–3723, 1998.

[48] Y. Zhou, J. Xiao, G. E. W. Bauer, and F. C. Zhang, "Field-free synthetic-ferromagnet spin torque oscillator," *Phys. Rev. B*, vol. 87, p. 020409, Jan 2013.

[49] M. A. Ruderman and C. Kittel, "Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons," *Phys. Rev.*, vol. 96, pp. 99–102, Oct 1954.

[50] T. Kasuya, "A theory of metallic ferro- and antiferromagnetism on zener's model," *Progress of Theoretical Physics*, vol. 16, no. 1, pp. 45–57, 1956.

[51] K. Yosida, "Magnetic properties of cu-mn alloys," *Phys. Rev.*, vol. 106, pp. 893–898, Jun 1957.

[52] Y. Wu, K. Li, J. Qiu, Z. Guo, and G. Han, "Antiferromagnetically coupled hard/ru/soft layers and their applications in spin valves," *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 23, pp. 4413–4415, 2002.

[53] M. A. Seigler, P. E. Anderson, and A. M. Shukh, "Use of a permanent magnet in the synthetic antiferromagnet of a spin-valve," *Journal of Applied Physics*, vol. 91, no. 4, pp. 2176–2179, 2002.

[54] A. Veloso and P. P. Freitas, "Spin valve sensors with synthetic free and pinned layers," *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 9, pp. 5744–5746, 2000.

[55] A. Veloso, R. Dee, and P. P. Freitas, "Quasi-static and dynamic analysis of spin valve tape heads with synthetic free and pinned layers versus heads with a conventional free layer and a synthetic pinned layer," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 38, no. 5, pp. 1928–1930, 2002.

[56] Y. Suzuki and H. Kubota, "Spin-torque diode effect and its application," *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 77, no. 3, p. 031002, 2008.

[57] V. E. Demidov, S. Urazhdin, H. Ulrichs, V. Tiberkevich, A. Slavin, D. Baither, G. Schmitz, and S. O. Demokritov, "Magnetic nano-oscillator driven by pure spin current," *Nat Mater*, vol. 11, pp. 1028–1031, Dec 2012.

[58] L. Liu, O. J. Lee, T. J. Gudmundsen, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, "Current-induced switching of perpendicularly magnetized magnetic layers using spin torque from the spin hall effect," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, p. 096602, Aug 2012.

[59] S. Chikazumi, *Physics of magnetism.* New York: Wiley, 1964.

[60] H. Kronmüller, *Micromagnetism and the microstructure of ferromagnetic solids.* Cambridge [u.a.: Cambridge Univ. Press, 2003.

[61] G. Bertotti, *Hysteresis in magnetism: for physicists, materials scientists, and engineers.* Access Online via Elsevier, 1998.

[62] D. J. Craik and R. S. Tebble, *Ferromagnetism and ferromagnetic domains*, vol. 4. North-Holland Amsterdam, 1965.

[63] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures.* Springer, 1998.

[64] J. Osborn, "Demagnetizing factors of the general ellipsoid," *Physical Review*, vol. 67, no. 11-12, p. 351, 1945.

[65] A. Aharoni, "Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms," *Journal of applied physics*, vol. 83, no. 6, pp. 3432–3434, 1998.

[66] A. Harres and J. Geshev, "A polycrystalline model for magnetic exchange bias," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 24, no. 32, p. 326004, 2012.

[67] T. Gilbert, "A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 40, no. 6, pp. 3443–3449, 2004.

[68] J. Smith, "Beljers. ferromagnetic resonance of absorption in bafe12o19, a highly anisotropy crystal," *Phillips. Res. Rep*, vol. 10, no. 01, pp. 113–115, 1955.

[69] B. Heinrich, R. Urban, and G. Woltersdorf, "Magnetic relaxation in metallic films: Single and multilayer structures," *Journal of Applied Physics*, vol. 91, no. 10, pp. 7523–7525, 2002.

[70] H. Suhl, "Theory of the magnetic damping constant," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 34, no. 4, pp. 1834–1838, 1998.

[71] B. Heinrich, D. Fraitová, and V. Kamberský, "The influence of s-d exchange on relaxation of magnons in metals," *physica status solidi (b)*, vol. 23, no. 2, pp. 501–507, 1967.

[72] R. Arias and D. L. Mills, "Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films," *Phys. Rev. B*, vol. 60, pp. 7395–7409, Sep 1999.

[73] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, "Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, p. 117601, Feb 2002.

[74] J. Lindner, K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, D. Spoddig, R. Meckenstock, J. Pelzl, Z. Frait, and D. L. Mills, "Non-gilbert-type damping of the magnetic relaxation in ultrathin ferromagnets: Importance of magnon-magnon scattering," *Phys. Rev. B*, vol. 68, p. 060102, Aug 2003.

[75] D. Mills and R. Arias, "The damping of spin motions in ultrathin films: Is the landau–lifschitz–gilbert phenomenology applicable?," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 384, no. 1–2, pp. 147 – 151, 2006. <ce:title>LAW3M-05</ce:title> <xocs:full-name>Proceedings of the Seventh Latin American Workshop on Magnetism, Magnetic Materials and their Applications</xocs:full-name>.

[76] J. A. Stratton, *Electromagnetic theory*, vol. 33. Wiley. com, 2007.

[77] E. Jones, T. Oliphant, P. Peterson, *et al.*, "SciPy: Open source scientific tools for Python," 2001–.

[78] D. Gonzalez-Chavez, "diegogch@cbpf.br."

[79] R. Dutra, D. Gonzalez-Chavez, T. Marcondes, A. de Andrade, J. Geshev, and R. Sommer, "Rotatable anisotropy of films: A study using broadband ferromagnetic resonance," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 346, no. 0, pp. 1 – 4, 2013.

[80] J. Ding, M. Kostylev, and A. O. Adeyeye, "Magnetic hysteresis of dynamic response of one-dimensional magnonic crystals consisting of homogenous and alternating width nanowires observed with broadband ferromagnetic resonance," *Phys. Rev. B*, vol. 84, p. 054425, Aug 2011.

[81] D. M. Pozar, *Microwave engineering*. Wiley. com, 2009.

[82] R. E. Collin, *Foundations for microwave engineering*. Wiley. com, 2007.

[83] C. Bilzer, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, S. Cardoso, and P. P. Freitas, "Vector network analyzer ferromagnetic resonance of thin films on coplanar waveguides: Comparison of different evaluation methods," *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 7, p. 074505, 2007.

[84] G. Counil, J.-V. Kim, T. Devolder, C. Chappert, K. Shigeto, and Y. Otani, "Spin wave contributions to the high-frequency magnetic response of thin films obtained with inductive methods," *Journal of Applied Physics*, vol. 95, no. 10, pp. 5646–5652, 2004.

[85] R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen, and W. F. Egelhoff, "Ferromagnetic resonance studies of nio-coupled thin films of $ni_{80}fe_{20}$," *Phys. Rev. B*, vol. 58, pp. 8605–8612, Oct 1998.

A. Fundamentos de alta frequência

Neste apêndice é feita uma breve revisão, dos aspectos relevantes para estas tese, da teoria de linhas de transmissão e guias de ondas electromagnéticas. A derivação dos resultados aqui mostrados pode ser encontrada em muitos livros de texto especializados e não será reproduzida neste trabalho.

A.1. Propagação de energia numa linha de transmissão

Para descrever a propagação da energia electromagnética numa guia de onda, é necessário resolver as equações de onda obtidas a partir das equações de maxwell e achar as distribuições espaciais e temporais dos campos eléctrico $\vec{\mathbf{E}}$ e magnético $\vec{\mathbf{H}}$. No caso em que estes campos sejam transversais à direção de propagação, é possível definir uma voltagem V e uma corrente I dependentes do tempo t e da posição x ao longo da guia. As soluções de V para ondas oscilando com frequência $\omega = 2\pi f$ são:

$$\begin{aligned} \mathrm{V}_{(x,t)} &= Re[\tilde{V}^{+} \exp^{-\gamma x + j\omega t} + \tilde{V}^{-} \exp^{\gamma x + j\omega t}] \\ \mathrm{I}_{(x,t)} &= Re[\tilde{I}^{+} \exp^{-\gamma x + j\omega t} + \tilde{I}^{-} \exp^{\gamma x + j\omega t}] \end{aligned} \tag{A.1}$$

estas equações descrevem uma combinação linear duas ondas que se propagam em direções opostas, com uma constante de propagação dada por γ. A relação entre as amplitudes da ondas de voltagem $\tilde{V}^{+}$ e $\tilde{V}^{+}$ e as amplitudes das ondas de corrente $\tilde{I}^{+}$ e $\tilde{I}^{+}$ é dada pela impedância característica Z_C da guia de onda

$$Z_C = \frac{\tilde{V}^{+}}{\tilde{I}^{+}} = -\frac{\tilde{V}^{-}}{\tilde{I}^{-}} \tag{A.2}$$

No caso geral, os valores de Z_C e γ são números complexos. γ pode ser separado na sua parte real α chamada constante de atenuação, e na parte imaginaria β chamada constante de fase.

$$\gamma = \alpha + j\beta \tag{A.3}$$

Os valores numéricos de Z_C e γ dependem da geometria da guia de onda, é das propriedades dos materiais que a constituem.

Um dispositivo elétrico pode ser modelado como uma rede de N portas de entrada e saída. Sobre a porta n e situado um plano de referência onde Z_{C_n} é a impedância característica e $\tilde{V}_n^+$ e $\tilde{V}_n^-$ são, respetivamente, as ondas de voltagem incidentes e refletidas. Neste ponto conveniente definir um novo conjunto de amplitudes de onda dado por

$$\begin{aligned} a_n &= \tilde{V}_n^+ / \sqrt{Z_{C_n}} \\ b_n &= \tilde{V}_n^- / \sqrt{Z_{C_n}} \end{aligned} \tag{A.4}$$

onde a_n e b_n representam os fasores da onda incidente e refletida, respetivamente, na porta n da rede.

Os fasores da voltagem V_n e da corrente I_n no plano de referência n estão dados por:

$$\begin{aligned} V_n &= \sqrt{Z_{C_n}}(a_n + b_n) \\ I_n &= \frac{1}{\sqrt{Z_{C_n}}}(a_n - b_n) \end{aligned} \tag{A.5}$$

A potência transmitida através do plano de referência n é dada por $|a_n|^2$, enquanto a potência refletida no mesmo plano é $|b_n|^2$

A.2. Parâmetros de dispersão

Os parâmetros de dispersão ou parâmetros S estão definidos como as relações entre as ondas incidentes a_n e refletidas b_n. Para um sistema de duas portas, temos quatro parâmetros S : S_{11} e S_{22} que são os coeficientes de reflexão em cada porta, e S_{21} e S_{12} que são os coeficientes de transmissão de uma porta para a outra. O parâmetros S podem ser agrupados dentro de uma matriz de dispersão $[S]$ como:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \tag{A.6}$$
$$[b] = [S][a]$$

cada elemento da matriz $[S]$ pode ser obtido pelas seguintes relações

$$S_{11} = \left.\frac{b_1}{a_1}\right|_{a_2=0} \qquad S_{12} = \left.\frac{b_1}{a_2}\right|_{a_1=0}$$
$$S_{21} = \left.\frac{b_2}{a_1}\right|_{a_2=0} \qquad S_{22} = \left.\frac{b_2}{a_2}\right|_{a_1=0} \tag{A.7}$$

Estes parâmetros podem ser representados graficamente num diagrama de fluxo de sinais como o apresentado na figura A.1. Neste diagrama, cada plano de referência i tem dos nós a_i e b_i representando as ondas incidente e refletidas, e estes nós estão unidos por ramos indicando a direção do fluxo do sinal de um nó a à um nó b. Os ramos são identificados pelos parâmetros de transmissão o reflexão que relacionam os dois nós conetados.

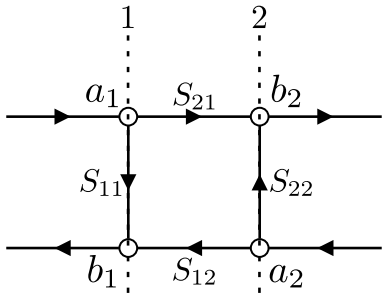


Figura A.1.: Diagrama de fluxo de sinais para uma rede de duas portas

A.3. Parâmetros de transmissão

Da mesma forma que os parâmetros S os parâmetros de transmissão T são definidos em termos das amplitudes de onda incidentes e refletidas. Porem os parâmetros T relacionam as amplitudes de onda na porta 1 com as amplitudes de onda na porta 2. A matriz de transmissão $[T]$ que agrupa estes parâmetros é dada por:

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \tag{A.8}$$

A vantagem dos parâmetros de transmissão sobre o os parâmetros de dispersão, é que permitem a obtenção direta da matriz resultante da união da varias redes, por meio da multiplicação da matriz de cada uma das redes.

$$[T^{A+B+C}] = [T^A][T^B][T^C] \tag{A.9}$$

Experimentalmente é mais fácil medir os parâmetros S, porem estes são facilmente convertidos para os parâmetros T por meio das seguintes relações:

$$[T] = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{S_{21}} \begin{bmatrix} -\Delta S & S_{11} \\ -S_{22} & 1 \end{bmatrix} \tag{A.10}$$
$$\Delta S = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}$$

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{T_{22}} \begin{bmatrix} T_{12} & \Delta T \\ 1 & -T_{21} \end{bmatrix} \tag{A.11}$$
$$\Delta T = T_{11}T_{22} - T_{12}T_{21}$$

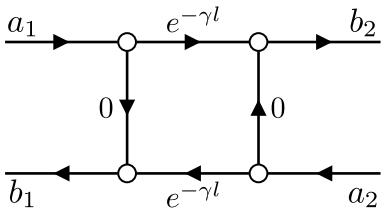
A.4. Matriz dispersão numa linha de transmissão

Nesta seção serão modelados as matrizes de dispersão $[S]$ e transmissão $[T]$ para diferentes elementos de uma linha de transmissão:

A.4.1. Um segmento de linha de transmissão

Um segmento de linha de transmissão continuo, com comprimento l, caraterizado por uma constante de propagação γ tem uma matriz de dispersão dada por:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & e^{-\gamma l} \\ e^{-\gamma l} & 0 \end{bmatrix} \qquad [T] = \begin{bmatrix} e^{-\gamma l} & 0 \\ 0 & e^{\gamma l} \end{bmatrix} \tag{A.12}$$

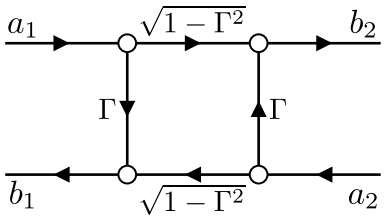


Cabe lembrar que $\gamma = \alpha + j\beta$ e composto pela constante de atenuação α e a constante de fase β. Para linhas de transmissão não dissipativas ($\alpha = 0$) o segmento de linha introduzirá nas ondas transmitidas um diferença de fase dada por βl. No caso de linhas dissipativas, a amplitude das ondas transmitidas será reduzida num fator dado por $e^{-\alpha l}$. Como a linha de transmissão é continua, não existem reflexões em nenhum dos sentidos de propagação.

A.4.2. Descontinuidade numa linha de transmissão

Uma descontinuidade numa linha de transmissão tem uma matriz de dispersão não dissipativa que em forma genérica pode ser descrita por:

$$[S] = \begin{bmatrix} \Gamma & \sqrt{1-\Gamma^2} \\ \sqrt{1-\Gamma^2} & -\Gamma \end{bmatrix} \quad [T] = \frac{1}{\sqrt{1-\Gamma^2}} \begin{bmatrix} 1 & \Gamma \\ \Gamma & 1 \end{bmatrix} \tag{A.13}$$



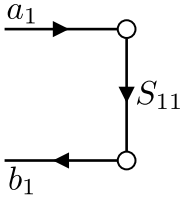
No caso que a descontinuidade seja devido à mudança na impedância característica da guia de Z_{C_1} para Z_{C_2}, o valor de Γ é dado por:

$$\Gamma = \frac{Z_{C_1} - Z_{C_2}}{Z_{C_1} + Z_{C_2}} \tag{A.14}$$

A.4.3. Terminação de uma linha de transmissão

Uma linha de transmissão com impedância característica Z_C, terminada numa impedância Z_L é uma rede de somente uma porta. O único parâmetro (S_{11}) que a carateriza é dado por:

$$S_{11} = \frac{Z_C - Z_L}{Z_C + Z_L} \tag{A.15}$$



casos espécias são :

- Um circuito aberto ideal, $Z_L = Z_{\text{open}}^{\text{ideal}} = \infty$, $S_{11} = -1$
- Um curto circuito ideal, $Z_L = Z_{\text{short}}^{\text{ideal}} = 0$, $S_{11} = +1$
- Impedâncias caçadas, $Z_L = Z_{\text{match}} = Z_C$, $S_{11} = 0$

na pratica é muito difícil a implementação experimental de uma terminação ideal em circuito aberto ou em curto circuito. Experimentalmente uma terminação tipo circuito aberto tem o comportamento de uma pequena capacitância C ($Z_{\text{open}} = -\frac{j}{\omega C}$) e um curto circuito tem o comportamento de uma pequena indutância L ($Z_{\text{short}} = j\omega L$). Quando a frequência ω e pequena, ambas terminações tem o comportamento do caso ideal.

A.5. Analisador vetorial de rede

Os analisadores vetoriais de rede (*Vector Network Analizer* - VNA) são instrumentos utilizados para medir as características elétricas de componentes, dispositivos, circuitos e redes elétricas,

com respostas em frequência ate varias dezenas de GHz. Eles contem simultaneamente uma fonte de radiofrequência e múltiplos detetores sintonizados na frequência da fonte, com os quais o instrumento mede a amplitude e fase das ondas incidentes, refletidas e transmitidas no componente analisado (*device under test* - DUT), e calcula a parte real e imaginaria dos parâmetros S que caraterizam o componente.

Uma característica importante dos analisadores de rede é o seu grande range dinâmico, que pode ser superior a 100 dB, e uma precisão melhor do que 3 dB perto do nível de ruido. Isto significa que o VNA tem capacidade de medir sinais acima do ruido do detetor, ate o valor máximo no detetor, sem perder a capacidade de discernir entre pequenas mudanças nos sinais. Por exemplo, tipicamente um detetor é capaz de medir ate +15 dBm (32 mW) e o detetor tem um nível de ruido de −100 dBm (0.1 pW).

A.5.1. Calibração
Correção de erros

Para realizar a caraterização de um dispositivo, é necessário conetar este ao instrumento de medida. Nas medidas elétricas na faixa de frequências de micro-ondas, todos os componentes, cabos e conexões do arranjo experimental modificam consideravelmente os sinais a serem medidos no dispositivo. Não é experimentalmente prático construir conexões e dispositivos perfeitos que não modifiquem os sinais, porém os erros introduzidos por estes componentes podem ser considerados como erros sistemáticos e portanto podem ser corregidos matematicamente mediante a aplicação de um modelo adequado.

Qualquer arranjo experimental para a medição de um dispositivo de duas portas pode ser representado pelo modelo na figura A.2, onde o arranjo experimental é representado por três redes diferentes. Uma rede, correspondente ao dispositivo medido, caraterizada pela matriz $[T]^{DUT}$ e duas redes caraterizadas pelas matrizes $[T]^{A}$ e $[T]^{B}$ que correspondem a os elementos utilizados para conetar o DUT ao instrumento de medida.

A matriz de transmissão medida pelo instrumento é dada por:

$$[T]^{\text{Medido}} = [T]^{A}[T]^{\text{DUT}}[T]^{B} \tag{A.16}$$

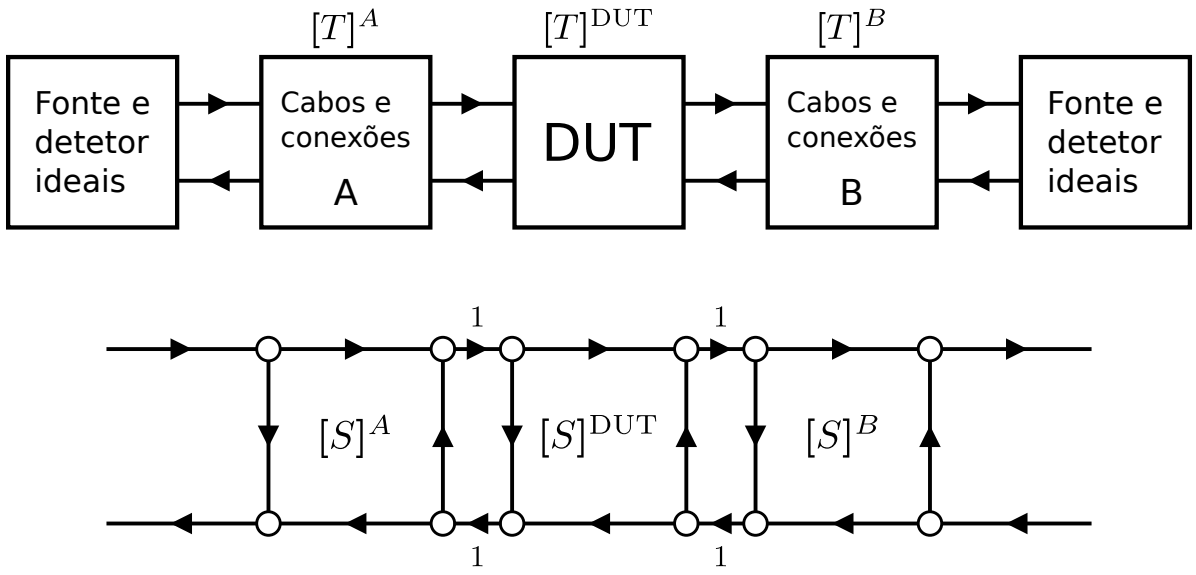


Figura A.2.: Diagrama de blocos e diagrama de fluxo de sinais do arranjo experimental para a medição de um dispositivo (DUT) de duas portas, conetado ao instrumento de medida por meio de cabos e conexões (A e B).

Os valores de $[T]^A$ e $[T]^B$ podem ser obtidos fazendo medições de dispositivos com resposta conhecida ou padrões de calibração. Logo é possível corrigir a medida para obter os valores dos parâmetros do DUT, usando a seguinte expressão matemática:

$$[T]^{\mathrm{DUT}} == ([T]^B)^{-1}[T]^{\mathrm{Medido}}([T]^A)^{-1} \tag{A.17}$$