

Tese de Doutorado

Dinâmica da magnetização em sistemas spintrônicos:
CoFeB/MgO e Py/Cu/Pt

Alexandre Medeiros Gonçalves

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, janeiro de 2015.

À família e amigos.

Agradecimentos

Agradeço à minha família: meu pai , minha mãe, minha esposa Julia que me deram apoio incondicional; e meu filho João que me deu a inspiração final.

Agradeço às pessoas do CBPF, em especial ao meu orientador Luiz Sampaio, ao Flávio Garcia, Alexandre Mello, e companheiros de luta Jeovani e Paulo, estes que estiveram sempre presentes, nos dias quentes e frios dos laboratórios do CBPF. Valeu Rogélio e Elvis lá pela ajuda no sputtering. Valeu Marujo pelas "traquitanas"! Brigado Tati, Carol, Naiara, Roberta, Carlos, Diego, Marcão, Gabriel, Cilene, Bruno, Bete e Ricardo pelos milhares de galhos quebrados nesses anos todos.

Special greetings to my supervisor at UCI Ilya Krivorotov and my friend Igor Barsukov, who made my trip to the States the most fruitfull. Hey Graham, thanks for teaching me what damping is... and racketball! That was fun. Thanks for not letting me burn 25 thousand dollars generators Yu-Jin, for teaching me the secrets of the MTJ's and for the barbecues. Still waiting for that poker hand with you Andy, in Vegas. Brian... negative damping Brian... negative damping!!! Thanks Zheng, Liu and Jieyi! Thank you all!

Por último agradeço à coordenação do curso de física experimental do CBPF pela oportunidade e disponibilidade, e às agências de fomento CAPES e CNPq pelos auxílios financeiros prestados para a realização desse trabalho.

Resumo

Esse trabalho tem como objetivo investigar propriedades magnéticas de sistemas de interesse em spintrônica, no caso, filmes finos e padrões de filmes litografados de CoFeB/MgO e Py/Cu/Pt. Utilizamos técnicas experimentais de ressonância ferromagnética (RFM) baseadas em absorção de micro-ondas e magnetorresistência a fim de investigar a dinâmica de magnetização do CoFeB e Permalloy, identificando a interação de modos uniformes e não uniformes de oscilação com correntes puras de spin e polarizadas em spin. Os dois primeiros capítulos após a introdução trazem uma contextualização do tema através da revisão de trabalhos sobre dinâmica de magnetização: o primeiro focando em aspectos teóricos e fundamentados na teoria clássica de Landau-Lifshitz e Kittel; o segundo com ênfase nas diversas configurações do experimento de RFM e sua instrumentação. Na parte principal de resultados, primeiramente discutimos efeitos de anisotropia interfacial, confinamento geométrico, torque de spin e espalhamento de 2-mágnons e 3-mágnons em filmes finos e junções magnéticas túnel com camada livre de CoFeB. Em seguida estudamos o bombeamento de spin e o efeito Hall de spin nos sistemas Py/Cu/Pt, onde estimamos o comprimento de difusão e o ângulo Hall de spin da platina. Por fim, unindo os experimentos de RFM variando a espessura do cobre com os dados obtidos através de dicroísmo circular magnético, associamos a alta condutividade de corrente de spin para o sistema com cobre igual a zero (Py/Pt), comparado com cobre espesso, com o efeito de proximidade e magnetização da platina.

Abstract

The present work proposes an investigation of dynamic magnetic properties of specific physical systems of interest in spintronics: thin films and lithography patterned films of CoFe/MgO and Py/Cu/Pt. By using ferromagnetic resonance (FMR) techniques based on microwave absorption and magnetoresistance, we investigate the magnetization dynamics of CoFeB and Permalloy layers, highlighting the interaction of uniform and non-uniform modes of magnetization oscillation with pure spin and spin polarized currents. The first two chapters after the introduction bring a context to the problem by reviewing classic works in magnetization dynamics: chapter 2 focusing on theoretical aspects built upon the classical theory of Landau-Lifshitz and Kittel; chapter 3 with emphasis on different FMR experiment configuration and instrumentation. Next, in the main part of results, we first discuss effects of surface anisotropy, geometric confinement, spintorque, 2-magnon and 3-magnon scattering in thin films and magnetic tunnel junctions with CoFeB free layer. Then we turn to the Py/Cu/Pt systems and study its spinpumping and spin Hall effect associated phenomena, making our estimation of the spin diffusion length and spin Hall angle of platinum. At last, by analyzing data taken from FMR and x-ray magnetic circular dichroism, we associate the large spin mixing conductance of the Py/Pt system, compared with large copper thickness ones, to platinum interfacial magnetic polarization (proximity effect).

Sumário

1	Introdução	9
2	Descrição Teórica	13
2.1	A susceptibilidade magnética AC	14
2.2	Modelo para χ_{AC} : equação de Landau Lifshitz Gilbert	15
2.3	Anisotropia magnética	21
2.4	O formalismo de Smit-Beljers	24
2.5	Confinamento geométrico	31
2.6	Spintorque em junções magnéticas túnel (JTM)	34
2.7	Spintorque e Efeito Hall de Spin(EHS)	38
2.8	RFM e Magnetorresistência anisotrópica (MRA)	41
2.9	Bombeamento de spin	44
3	Descrição Experimental	47
3.1	Preparação de amostras	48
3.2	Linhas de transmissão RF	50
3.3	RFM detectada por absorção de micro-ondas	55
3.4	RFM detectada por variações de voltagem DC	64
3.5	Detecção e Modulação	67
4	Resultados e Discussão	75

4.1	Multicamadas CoFeB/MgO	76
4.1.1	Filmes finos	76
4.1.2	Junções magnéticas túnel	84
4.2	Multicamadas Py/Cu/Pt	92
4.2.1	Filmes finos	93
4.2.2	Microtiras	100
5	Conclusão	107

Capítulo 1

Introdução

O presente trabalho tem como foco estudar fenômenos dinâmicos em spintrônica. Esses sistemas são, em geral, filmes finos multicamadas de espessura nanométrica, ou sistemas litografados em que cada camada desempenha um papel específico. Elegemos os sistemas Ta/CoFeB/MgO e Pt/NiFe para estudo: o primeiro representando dispositivos spintrônicos de primeira geração, que são realidade na tecnologia dos discos rígidos e memória magnéticas atuais [1], com a utilização do efeito da magnetorresistência túnel (MRT) descoberto na década de 80 [2]; o segundo, associado ao efeito Hall de spin (EHS)[3][4] e a uma possível segunda geração de dispositivos spintrônicos com novas tecnologias em osciladores[5] e memórias magnéticas baseadas no novo efeito [6].

O termo spintrônica origina-se da fusão da eletrônica à possibilidade de carregar informação com o spin do elétron, e não apenas sua carga[7]. Neste tema, serão abordados seus efeitos MRT e EHS, explicados pela teoria de transporte eletrônico, porém, a descrição teórica está fora do escopo desta tese[8]. De fato, em dispositivos reais, a produção e a detecção de correntes spin polarizadas e correntes de spin puras estão, na grande maioria das vezes, associadas às camadas ferromagnéticas adjacentes, e os efeitos gerados podem ser observados através da dinâmica da magnetização dessas camadas. Dessa forma, descrevemos na primeira parte do Capítulo 2 (seções 2.1 a 2.4) uma breve introdução teórica sobre a dinâmica de magnetização do modo uniforme em materiais ferromagnéticos, o

que nos permite obter informações sobre as correntes de spin polarizadas através do experimento de ressonância ferromagnética (RFM). Essa primeira parte serve de base para a introdução dos efeitos de spintorque na dinâmica da magnetização na segunda parte do Capítulo 2, onde descrevemos brevemente a teoria necessária para a interpretação dos dados experimentais apresentados no Capítulo 4.

Os experimentos de RFM em sistemas nanométricos são um desafio que vem sendo vencido na última década através de outras formas de detecção e geração de campos magnéticos de alta frequência [9][10][11][12]. Como descrito na seção 3.2.2, tradicionalmente, os experimentos de RFM são feitos em cavidades ressonantes com frequência fixa, com detecção baseada na absorção de radiação pela amostra detectada através de um diodo retificador, sendo o sinal proporcional ao volume da amostra. No final da seção, retiramos a restrição de frequências fixas e descrevemos uma montagem de RFM banda larga com a utilização de guias de onda. Na seção 3.2.3, descrevemos configurações experimentais com detecção baseada em efeitos de magnetorresistência que substituem a retificação e possibilitam obter o sinal de ressonância em volumes muito pequenos. Em 3.2.4, descrevemos a técnica de detecção por amplificador Lockin comum a todos os experimentos descritos, e comparamos a modulação de referência por amplitude de sinal e campo magnético. As funções utilizadas nos ajustes de resultados experimentais também são apresentados nessa seção.

Os resultados experimentais para cada sistema são apresentados em seções distintas. No caso das multicamadas de CoFeB/MgO (seção 4.1), estudamos primeiramente o sistema mais simples de filmes finos com a configuração experimental de ressonância em banda larga, onde discutimos os efeitos de anisotropia perpendicular dependente do campo magnético e espalhamentos de 2-mágnons no modo ressonante. Em seguida, efetuamos medidas em nanopilares elípticos de aproximadamente 50 nm com camada de tunelamento e camada livre, respectivamente MgO/CoFeB, utilizando a detecção por MRT, e discutimos o efeito de confinamento lateral e modos ressonantes não-uniformes com frequências

maiores. A seguir, descrevemos uma consequência dinâmica no modo uniforme desses modos não-uniformes através do espalhamento de 3-mágnons e discutimos as implicações desse fenômeno na manipulação do amortecimento por spintorque DC.

No caso Pt/NiFe também são estudados filmes finos com o sistema de RFM banda larga, onde discutimos o efeito de bombeamento de spin. Ao somar essas medidas às de dicroísmo circular magnético (XMCD) realizadas no LNLS, discutimos o aumento da largura de linha causado por uma magnetização interfacial com a camada ferromagnética (efeito de proximidade) comparado com amostras de Pt/Cu/NiFe, sendo o cobre utilizado como separador transparente para a corrente de spin. A seguir, estudamos quadrados de tamanho lateral $60 \times 10 \mu\text{m}$ utilizando a técnica de RFM baseada em magnetorresistência anisotrópica (MRA). Após estabelecer a dependência angular da técnica, realizamos medidas em amostras com várias espessuras de Pt e estimamos o comprimento de difusão de spin através do bombeamento de spin. Nas mesmas amostras podemos injetar spintorque através do EHS na platina e, através de variações na dinâmica da magnetização do NiFe, estimamos o ângulo Hall de spin e o comprimento de difusão de spin da platina, que é comparado ao obtido através do bombeamento de spin.

Por fim, apresento as conclusões e perspectivas. Gostaria de destacar que a parte inicial desta tese foi desenvolvida no grupo de Ilya Krivorotov na Universidade da Califórnia, em Irvine, com bolsa de doutorado sanduíche financiada pela CAPES. Dois artigos foram publicados em colaboração com o grupo da UCI. A parte final dedicada à Py/Cu/Pt foi desenvolvida no CBPF e estamos no momento redigindo um terceiro artigo que será submetido à publicação em breve.

Capítulo 2

Descrição Teórica

Neste capítulo primeiro faremos uma introdução básica à teoria fenomenológica da ressonância ferromagnética baseada na equação de Landau Lifshitz Gilbert (LLG), onde seguiremos capítulos dos livros do A.Gurevich [13] e S.Vonsovskii [14] como referências principais. As seções 2.1, 2.2 a seguir descrevem o problema-modelo considerado nessa tese, baseado no cálculo da susceptibilidade magnética AC de um material ferromagnético. Esse problema é o mais simples com a característica de reproduzir o que se vê diretamente em um experimento de ressonância ferromagnética. A única sofisticação considerada foi o amortecimento de Gilbert α , para que as curvas de ressonância ferromagnéticas lorentzianas apareçam imediatamente. Na seção 2.3 trazemos o campo magnético efetivo e o problema da anisotropia como tratado por Kittel [15] e na seção 2.4 o formalismo em termos de energia de Smit-Beljers para tratar campos internos.

A seguir descrevemos desdobramentos da teoria básica com foco em resultados que usaremos no capítulo de resultados. A seção 2.5 cita efeitos do confinamento e da dinâmica não uniforme, e em 2.6, 2.7 e 2.8 descrevemos a interação do material ferromagnético com spintorque gerados por junções magnéticas túnel, EHS e bombeamento de spin respectivamente. Em 2.9 mostramos como a MRA pode gerar uma voltagem proporcional à susceptibilidade magnética.

2.1 A susceptibilidade magnética AC

Inicialmente descrevemos o problema físico em questão: um material ferromagnético com magnetização de saturação M_0 é orientado por um campo DC H_0 em uma direção cartesiana z , e exposto a um campo magnético AC \mathbf{h} com frequência ω nas direções x e y . A magnetização \mathbf{M} é descrita por $\mathbf{M} = (m_x, m_y, M_0)$ e o campo externo $\mathbf{H} = (h_x e^{i\omega t}, h_y e^{i\omega t}, H_0)$. Assumimos que \mathbf{M} é orientado por \mathbf{H} , como no caso magnetoestático do momento dipolo magnético. Assim, no equilíbrio, o produto vetorial entre \mathbf{M} e \mathbf{H} é zero.

$$\mathbf{M} \times \mathbf{H} = 0 \quad (2.1)$$

Ainda na teoria magnetoestática, podemos definir em alguns casos a susceptibilidade magnética χ , que é a resposta do momento magnético do material a um campo externo aplicado. Este conceito permite a classificação dos materiais paramagnéticos (susceptibilidade positiva) e diamagnéticos (susceptibilidade negativa). Os ferromagnetos aqui estudados pertencem à classe de materiais com χ positivo mesmo a campo nulo (remanência), onde não existe relação funcional próximo a campo zero entre \mathbf{M} e \mathbf{H} , por causa do fenômeno da histerese [16]. No entanto, podemos utilizá-la em campos mais altos com o ferromagneto saturado.

Aproveitando essa relação, podemos estudar o campo magnético aplicado AC \mathbf{h} e a resposta da magnetização AC \mathbf{m} através da susceptibilidade magnética AC χ_{AC} :

$$\mathbf{m} = \overset{\leftrightarrow}{\chi_{AC}} \mathbf{h} \quad (2.2)$$

Devemos enfatizar que χ_{AC} de um material é uma grandeza totalmente distinta de sua susceptibilidade DC. No nosso problema de ressonância ferromagnética definido acima, veremos na próxima seção que, desde que tenhamos excitações e perdas pequenas o suficiente, a teoria fenomenológica prevê χ_{AC} um tensor da forma:

$$\overset{\leftrightarrow}{\chi}_{AC} = \begin{vmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (2.3)$$

Esse objeto é chamado tensor de Polder e define uma classe de materiais chamados meios bigirotrópicos, podendo ser descritos por apenas duas funções χ e χ_a , respectivamente as componentes simétrica e assimétrica de funções Lorentzianas.

2.2 Modelo para χ_{AC} : equação de Landau Lifshitz Gilbert

Sabemos que o ferromagnetismo nos metais de transição que estudamos é criado pela interação de troca entre os elétrons da camada 3d [16]. Entretanto, no caso macroscópico, não levando em consideração essa descrição, podemos idealizar o material ferromagnético como uma soma de dipolos magnéticos locais. Assim, quando o material ferromagnético está magnetizado à saturação, podemos fazer a aproximação de macrospin, sendo o ferromagneto visto como um dipolo magnético.

O modelo para descrever χ_{AC} nesse caso é baseado na equação (2.1), com o torque substituído pela dependência temporal da magnetização:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} \quad (2.4)$$

Essa é a equação de Landau-Lifshitz, onde γ é a constante girotrópica do elétron. A teoria prevê $\gamma = g \frac{-e}{2m_e}$ com e e m_e , respectivamente a carga e a massa do elétron, e g um fator de correção microscópico adimensional, que no caso do elétron livre tem o valor muito próximo de 2.002. Entretanto, o fator g do elétron em materiais ferromagnéticos saturados é objeto atual de investigação por meio de experimentos de ressonância ferromagnética em altas frequências [17][18], sendo possíveis medidas banda larga até 70 GHz[19].

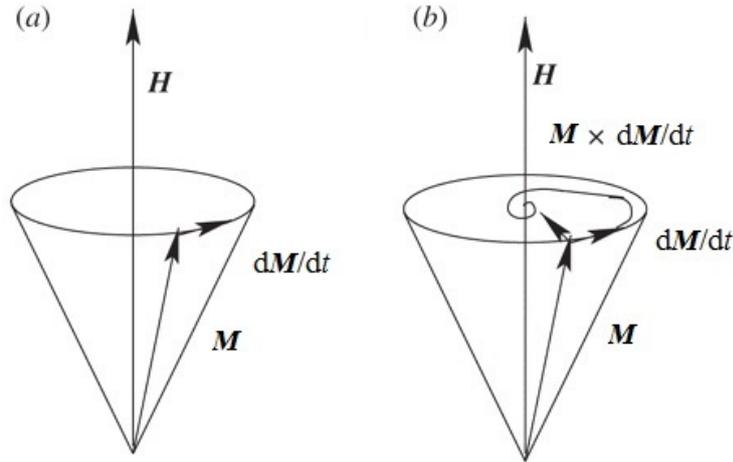


Figura 2.1: Em a) temos direções dos vetores e trajetória do macrospin \mathbf{M} , descritos pela equação (2.4) b) mostra o mesmo no caso da inclusão do amortecimento (2.5), que é mais realista, pois prevê a relaxação de M para a direção do campo aplicado.

Para ilustrar as características dessa equação, imaginemos um momento magnético M desalinhado com o campo magnético H , considerando que a equação de Landau-Lifshitz prevê, através do produto vetorial, que o vetor deslocamento do momento magnético será perpendicular a \mathbf{M} e \mathbf{H} simultaneamente na figura 2.1 a). Isso significa que, uma vez desalinhados, o momento magnético irá girar em torno do campo magnético aplicado indefinidamente, pois não existe componente do vetor deslocamento em direção a \mathbf{H} .

Como mencionado anteriormente para campos magnéticos DC, esperamos que a magnetização e o campo estejam alinhados na situação de equilíbrio, e isso se deve à perda de energia do momento magnético para o meio onde ele está inserido. Microscopicamente, os elétrons em ressonância sofrem espalhamento por outras partículas, por defeitos na rede cristalina, elétrons em interfaces, entre outros, que são somados em uma constante na teoria fenomenológica. No modelo proposto por Gilbert que seguimos aqui, a constante é o α na equação:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha}{M_0} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (2.5)$$

Voltando à figura 2.1 b), o efeito do vetor $\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}$ é relaxar a magnetização para o

repouso em \mathbf{H} , e α é, em casos simples, uma constante isotrópica adimensional que mede a taxa dessa relaxação. Esse é o modelo base que utilizaremos amplamente no restante do trabalho.

A equação acima é uma equação diferencial ordinária de primeira ordem, que descreve um sistema não-linear dissipativo. Como primeira simplificação para os fenômenos considerados neste trabalho, as componentes do campo magnético AC \mathbf{h} são pequenas em relação ao campo DC H_0 , e basta considerarmos apenas a primeira ordem da expansão da LLG em \mathbf{h} , ou seja, $h \ll H_0$ e $m \ll M_0$. Assim, escrevendo o campo aplicado e a magnetização como somas das componentes AC e DC: $\mathbf{M} = \mathbf{m} + \mathbf{M}_0$ e $\mathbf{H} = \mathbf{h} + \mathbf{H}_0$, substituindo na equação 2.5 e eliminando termos de segunda ordem, temos a LLG linearizada:

$$i\omega\mathbf{m} + \gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H}_0 + \frac{i\alpha\omega}{M_0}\mathbf{m} \times \mathbf{M}_0 = -\gamma\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h} \quad (2.6)$$

Agora com uma equação linear, sabemos que as soluções para a magnetização \mathbf{m} são exponenciais nas coordenadas $(m_x e^{i\omega t}, m_y e^{i\omega t}, m_z e^{i\omega t})$. Substituindo essa solução e sua derivada na LLG, obtemos equações algébricas para as amplitudes $m_x m_y m_z$.

$$\begin{aligned} i\omega m_x + \gamma H_0 m_y + i\alpha\omega m_y &= \gamma M_0 h_y \\ -\gamma H_0 m_x + i\omega m_y - i\alpha\omega m_x &= \gamma M_0 h_x \\ i\omega m_z &= 0 \end{aligned} \quad (2.7)$$

A solução pode ser escrita como:

$$\begin{aligned}
m_x &= \chi h_x + i\chi_a h_y \\
m_y &= -i\chi_a h_x + \chi h_y \\
m_z &= 0
\end{aligned} \tag{2.8}$$

. Fazendo $\omega_H = \gamma H_0$ $\chi = \chi' - i\chi''$ e $\chi_a = \chi'_a - i\chi''_a$ temos:

$$\begin{aligned}
\chi' &= \frac{1}{D} \gamma M_0 \omega_H [\omega_H^2 - (1 - \alpha^2) \omega^2] \\
\chi'' &= \frac{1}{D} \alpha \gamma M_0 \omega [\omega_H^2 + (1 + \alpha^2) \omega^2] \\
\chi'_a &= \frac{1}{D} \gamma M_0 \omega [\omega_H^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2] \\
\chi''_a &= \frac{1}{D} 2\alpha \gamma M_0 \omega^2 \omega_H \\
D &= ([\omega_H^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2])^2 + 2\alpha^2 \omega^2 \omega_H^2
\end{aligned} \tag{2.9}$$

Assim, escrevendo o sistema de equações acima na forma matricial, e definindo o tensor $\overset{\leftrightarrow}{\chi}_{AC}$ como na equação (2.2), podemos identificar esse objeto com o tensor de Polder (2.3), introduzido na seção anterior, alcançamos assim uma descrição da susceptibilidade magnética AC baseada na LLG.

Devemos enfatizar a importância desse parâmetro para os experimentos, onde a susceptibilidade AC resume a descrição do comportamento magnético do material, dadas as interações que acontecem nele. A solução simples aqui descrita é um ponto de partida para casos mais gerais, mas também é uma ótima aproximação para descrever a fenomenologia de um ferromagneto saturado massivo, não condutor e com formato esférico ¹, como em uma liga YIG (Yttrium Iron Garnet), por exemplo. Ao inserir outros formatos e interações, a LLG deve ser revista afim de considerar esses efeitos fenomenologicamente,

¹A anisotropia de forma será incluída nas próximas seções

como veremos em seções e capítulos posteriores.

As equações (2.9) são quatro funções espectroscópicas que podem ser vistas como funções do campo magnético aplicado H_0 , ou da frequência da excitação AC ω . A figura 2.2 mostra o gráfico das componentes da susceptibilidade em função do campo aplicado H_0 para uma frequência de oscilação fixa ω .

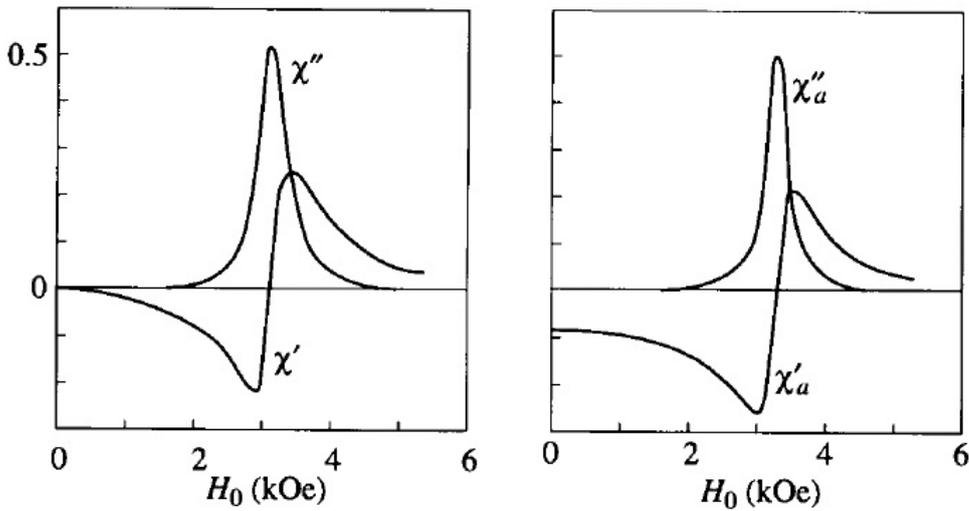


Figura 2.2: Gráfico das soluções 2.9 em função do campo magnético externo.

Existe uma separação clara em duas componentes simétricas e duas antissimétricas no tensor $\overset{\leftrightarrow}{\chi}$. A condição de ressonância é descrita a partir do denominador $\omega = \frac{\omega_H}{1+\alpha^2}$, e, nessa condição, temos as componentes χ' adquirindo valores próximos de zero (antissimétricas), e as componentes χ'' com um máximo (simétricas), valendo $\chi''_{res} = \frac{\gamma M_0}{2\alpha\omega} \approx \chi''_{ares}$ ².

As características das soluções acima nos permitem fazer uma simplificação e aproximar as quatro funções espectroscópicas por apenas duas funções Lorentzianas, uma simétrica e outra antissimétrica. Assim, para efeitos práticos de ajuste experimental, as componentes da susceptibilidade adquirem a seguinte forma:

²Os subscritos res e ares indicam a função perto da ressonância para a parte simétrica e antissimétrica respectivamente.

$$\begin{aligned}\chi' &\approx \chi'_a \approx \chi''_{res} \frac{\beta}{1 + \beta^2} \\ \chi'' &\approx \chi''_a \approx \chi''_{res} \frac{1}{1 + \beta^2}\end{aligned}\tag{2.10}$$

com $\beta = \frac{(H_0 - \frac{\omega}{\gamma})}{\frac{\alpha\omega}{\gamma}}$ no caso da frequência aplicada constante e $\beta = \frac{(\omega - \omega_H)}{\alpha\omega_H}$ com campo magnético aplicado constante. As larguras de linha são definidas em cada caso por $\Delta H = \frac{\alpha\omega}{\gamma}$ e $d\omega = \alpha\omega_H$, a frequência de ressonância $\omega_{res} = \omega_H = \gamma H_0$ e o campo de ressonância $H_{res} = \frac{\omega}{\gamma}$

Na prática, podemos projetar experimentos com excitações específicas a fim de medir componentes individuais do tensor susceptibilidade. Podemos, por exemplo, medir a componente simétrica da susceptibilidade com frequência fixa e, ajustando os dados experimentais na função Lorentziana geral (2.10), extrair os parâmetros γ , H_0 e α .

O termo de proporcionalidade vale χ''_{res} multiplicado pela amplitude da excitação do campo magnético AC, grandeza dependente da forma em que a excitação é causada e medida, variando, conseqüentemente, com o tipo do experimento.

Resumindo, descrevemos o tensor de susceptibilidade AC derivado da LLG, no caso de um ferromagneto isotrópico magnetizado à saturação, sujeito a campos magnéticos AC perpendiculares a um campo fixo DC na direção z H_0 e constante de amortecimento $\alpha \ll 1$. A dinâmica da magnetização será oscilatória e terá uma condição de ressonância quando $\omega = \gamma H_0$. Na ausência de anisotropia, essa relação nos permite investigar o fator γ do elétron e como os átomos do material interferem no movimento do elétron. Veremos na próxima seção uma versão mais geral dessa relação, incluindo um campo efetivo, que pode nos dar informações também sobre anisotropias magnéticas. Além disso, podemos obter a informação sobre o amortecimento α através da largura de linha de uma função de Lorentz ajustada aos dados experimentais, o que caracteriza a dissipação dinâmica do material.

2.3 Anisotropia magnética

Nessa seção introduzimos a possibilidade das amostras ferromagnéticas medidas não serem esféricas, e derivamos a relação de dispersão de Kittel. Como vemos nos cursos de magnetismo, o formato da amostra favorece uma determinada posição de equilíbrio da magnetização em detrimento de outras como, por exemplo, em um cilindro de ferro, onde a magnetização estará preferencialmente ao longo do eixo do cilindro. Isso se deve à interação dipolar entre os momentos magnéticos em diferentes posições do cilindro, criando o chamado campo dipolar, ou campo desmagnetizante [16].

Definimos o campo desmagnetizante em termos da ausência de divergência do campo magnético $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ e da indução magnética $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$, através da identidade $\nabla \cdot \mathbf{H}_{\text{dem}} = \nabla \cdot 4\pi\mathbf{M}$. A equação depende da definição do volume a ser integrado (condições de contorno), e, em geral, não tem solução analítica. Entretanto, se admitirmos a simplificação geométrica da amostra ser um elipsóide de revolução, a teoria magnetoestática diz que podemos escrever uma solução simples:

$$\mathbf{H}_{\text{dem}} = \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{M} \quad (2.11)$$

A matriz $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}}$ é o tensor de desmagnetização do elipsóide de revolução. Ele é simétrico em geral, e no caso de um dos seus eixos coincidirem com o eixo de magnetização, ele se torna diagonal, com fatores desmagnetizantes N_x , N_y e N_z e vínculo (CGS):

$$\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}} = \begin{vmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{vmatrix} \quad (2.12)$$

$$N_x + N_y + N_z = 4\pi \quad (2.13)$$

Para conectar essa nova interação com a dinâmica do momento magnético, define-se um campo efetivo como sendo a soma vetorial da contribuição do campo externo e do campo desmagnetizante $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{dem}}$. Esse novo campo é inserido na equação de movimento LLG, substituindo o termo de campo externo anterior \mathbf{H}_0 :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times (\mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{dem}}) + \frac{\alpha}{M_0} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (2.14)$$

Seguindo os passos da seção anterior, podemos substituir a expressão (2.12) para o campo desmagnetizante e linearizar a equação de movimento, obtendo, nesse caso:

$$i\omega \mathbf{m} + \gamma \mathbf{m} \times (\mathbf{H}_{\text{ext}} - \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}} \mathbf{M}_0) + \gamma (\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}} \mathbf{m}) \times \mathbf{M}_0 - \frac{i\alpha\omega}{M_0} \mathbf{m} \times \mathbf{M}_0 = -\gamma \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}_e \quad (2.15)$$

Esse é um sistema linear de solução imediata, apesar de algebricamente trabalhoso, que define um tensor susceptibilidade AC $\overset{\leftrightarrow}{\chi}^e$ para o elipsóide de revolução. Para o caso conservativo, com $\alpha = 0$ e magnetização ao longo do eixo z do elipsóide, a solução é:

$$\mathbf{m} = \overset{\leftrightarrow}{\chi}^e \mathbf{h}, \quad (2.16)$$

$$\overset{\leftrightarrow}{\chi}^e = \begin{vmatrix} \chi_x^e & i\chi_a^e & 0 \\ -i\chi_a^e & \chi_y^e & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad (2.17)$$

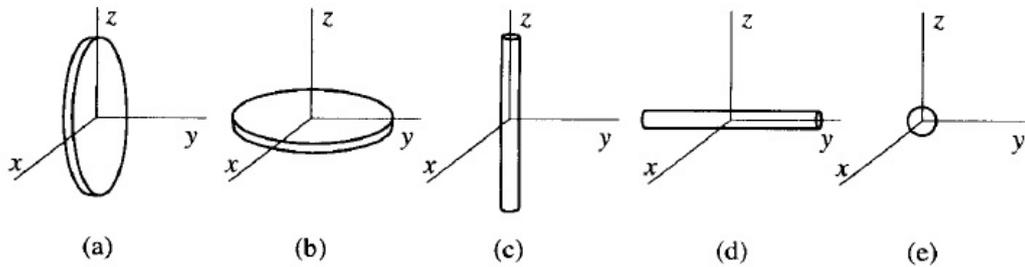
$$\chi_x^e = \frac{\gamma M_0 (\omega_H + \gamma N_y M_0)}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \chi_y^e = \frac{\gamma M_0 (\omega_H + \gamma N_x M_0)}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \chi_a^e = \frac{\gamma M_0 \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (2.18)$$

$$\omega_0^2 = (\omega_H + \gamma N_y M_0)(\omega_H + \gamma N_x M_0), \quad \omega_H = \gamma(H_{\text{ext}} - N_z M_0). \quad (2.19)$$

Um dos aspectos mais interessantes dessa solução sem amortecimento é a condição para ressonância dada pelo denominador das funções (2.18), $\omega = \omega_0$, que, junto com (2.19), define uma versão da relação de dispersão descoberta na década de 1940 por Kittel[15]:

$$\omega_0 = \sqrt{(\omega_H + \gamma N_y M_0)(\omega_H + \gamma N_x M_0)}. \quad (2.20)$$

A relação (2.20) nos permite obter informações sobre os termos de anisotropia N_x , N_y , e, utilizando o vínculo (2.13), também N_z . Invertendo a lógica, conhecidos esses parâmetros, temos a previsão da frequência de ressonância de acordo com a forma do material. A tabela abaixo[13] mostra alguns valores teóricos para os parâmetros de anisotropia e para as relações de dispersão nos casos de aproximações, onde são considerados cilindros infinitamente longos, planos infinitamente finos e esferas com diferentes direções de magnetização, como casos limites do elipsóide de revolução.



Repare que, no caso da esfera, recuperamos a mesma relação de ressonância da seção anterior, onde o campo desmagnetizante é zero e o ferromagneto, isotrópico.

No caso do damping não nulo, basta realizarmos o mesmo procedimento algébrico incluindo o termo $\frac{i\alpha\omega}{M_0} \mathbf{m} \times \mathbf{M}_0$ nas equações. No entanto, a álgebra das soluções tornam a visualização das funções susceptibilidade χ^e difícil. Entretanto, assim como as funções espectroscópicas χ do caso isotrópico, podemos usar as funções lorentzianas simétrica e antissimétrica como uma aproximação simplificadora muito boa do problema. Podemos então ajustar os dados experimentais com essas curvas mais simples para obter o campo de ressonância H_{res} e a largura de linha ΔH , definidos de modo análogo ao caso isotrópico

Direção da magnetização		Figura	N_x	N_y	N_z	Relação de dispersão
Amostra						
Plano	Tangencial	(a)	0	4π	0	$(\frac{\omega_0}{\gamma})^2 = H_{ext}(H_{ext} + 4\pi M_0)$
	Normal	(b)	0	0	4π	$\frac{\omega_0}{\gamma} = H_{ext} - 4\pi M_0$
Cilindro	Longitudinal	(c)	2π	2π	0	$\frac{\omega_0}{\gamma} = H_{ext} + 2\pi M_0$
	Transverso	(d)	2π	0	2π	$(\frac{\omega_0}{\gamma})^2 = H_{ext}(H_{ext} - 2\pi M_0)$
Esfera		(e)	$\frac{4\pi}{3}$	$\frac{4\pi}{3}$	$\frac{4\pi}{3}$	$\frac{\omega_0}{\gamma} = H_{ext}$

Tabela 2.1: Relação de dispersão calculada com 2.20 considerando algumas configurações geométricas limite. (CGS)

na equação (2.10), com ω_0 no lugar de ω_H .

Sendo assim, a extensão do modelo para anisotropias no caso de elipsóides de revolução consiste na determinação dos parâmetros N_x , N_y e N_z em relações de dispersão da forma (2.20) e suas outras versões, dando informações sobre a anisotropia de forma. A representação do campo desmagnetizante em forma de um tensor \overleftrightarrow{N} é bastante geral, e, se o tensor tiver elementos fora da diagonal, podemos descrever casos onde a magnetização não está paralela a um eixo do elipsóide. De qualquer maneira, a informação sobre o parâmetro α permanece inalterada em relação ao caso isotrópico, dada pela relação $dx = \frac{\alpha\omega_0}{\gamma}$.

2.4 O formalismo de Smit-Beljers

A descrição da anisotropia no problema da ressonância ferromagnética, feita na seção anterior, nos dá a receita para incluir novas interações presentes no material através do campo efetivo H_{eff} . Assim colocamos o campo desmagnetizante como componente do campo efetivo e resolvemos a nova LLG definida. Nessa seção faremos uma descrição mais geral do problema no que diz respeito à energia do sistema, e derivamos a fórmula de Smit-Beljers, que calcula a relação de dispersão de frequência e campo a partir de derivadas da energia livre do material[14].

Começamos lembrando de um fato importante na formulação da LLG, onde a magnetização é suposta constante e uniforme em uma determinada direção. De fato, isso implica em um vínculo para as coordenadas, que pode ser tornado explícito utilizando um sistema de coordenadas polares relacionadas às coordenadas cartesianas por:

$$M_x = M \sin \theta \cos \phi; \quad M_y = M \sin \theta \sin \phi; \quad M_z = M \cos \theta. \quad (2.21)$$

$$|M_x + M_y + M_z| = 1 \quad (2.22)$$

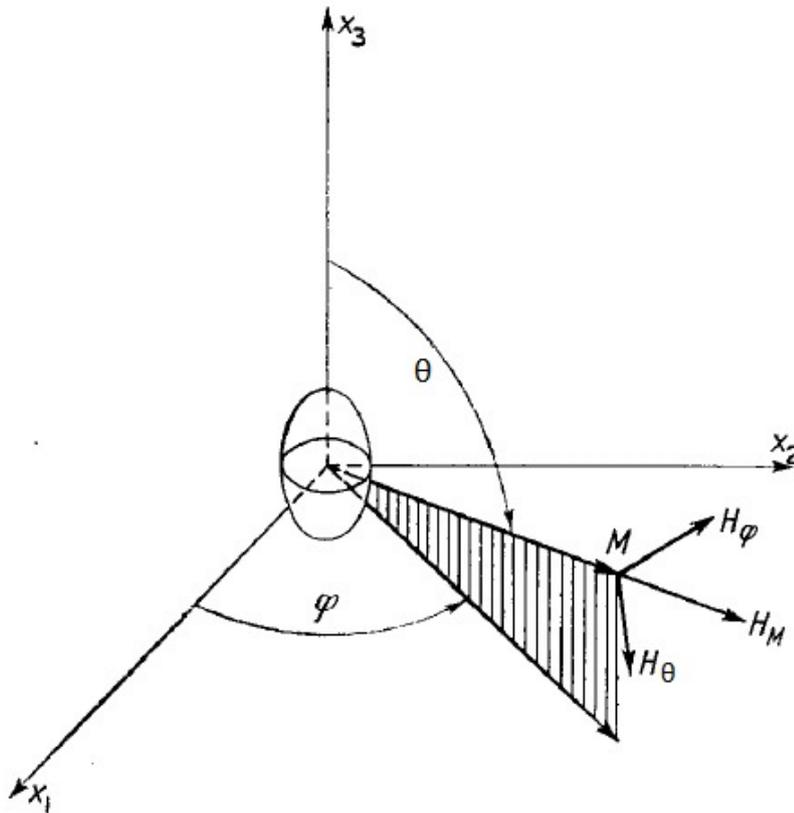


Figura 2.3: Notação para as coordenadas utilizadas nesta seção.

As componentes do campo magnético radial H_M , polar H_θ e azimutal H_ϕ estão ligadas às coordenadas de campo cartesianas por:

$$H_M = H_x \sin \theta \cos \phi + H_y \sin \theta \sin \phi + H_z \cos \theta$$

$$\begin{aligned}
H_\theta &= H_x \cos\theta \cos\phi + H_y \cos\theta \sin\phi + H_z \sin\theta \\
H_\phi &= -H_x \sin\phi + H_y \cos\phi
\end{aligned} \tag{2.23}$$

Assim, como na seção anterior, podemos desconsiderar o damping para determinar a frequência de ressonância, ficando apenas com a parte conservativa da LLG $\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})$ e, tomando \mathbf{M} constante, temos as seguintes equações de movimento:

$$\dot{\theta} = \gamma H_\phi; \quad \dot{\phi} \sin\theta = -\gamma H_\theta \tag{2.24}$$

Na ausência de campos AC aplicados, existe apenas a componente radial do campo magnético cuja magnitude é determinada pela densidade de energia livre por unidade de volume \mathbf{F} através da expressão $H_M = -\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{M}}$. A orientação do vetor \mathbf{M} pode ser encontrada pela minimização da energia livre no caso estático:

$$F_\theta \equiv \frac{\partial F}{\partial \theta} = 0; \quad F_\phi \equiv \frac{\partial F}{\partial \phi} = 0 \tag{2.25}$$

lembrando que devemos verificar se as soluções encontradas são mínimos através das derivadas segundas, por exemplo.

Com a direção da magnetização de equilíbrio determinada, introduzimos a dinâmica do momento magnético através de pequenas variações dessa direção em coordenadas polares (ver figura 2.3):

$$\delta\theta(t) = \theta(t) - \theta_0; \quad \delta\phi(t) = \phi(t) - \phi_0 \tag{2.26}$$

Os campos magnéticos nas direções polar e azimutal são dados agora por:

$$H_\theta = -\frac{F_\theta}{M}; \quad H_\phi = -\frac{F_\phi}{M \sin\theta} \tag{2.27}$$

e podemos expandir F_θ e F_ϕ em primeira ordem para obter:

$$F_\theta = F_{\theta\theta}\delta\theta + F_{\theta\phi}\delta\phi; \quad F_\phi = F_{\phi\theta}\delta\theta + F_{\phi\phi}\delta\phi \quad (2.28)$$

Substituindo as equações 2.27 e 2.28 na equação de movimento 2.25, temos o sistema de equações diferenciais lineares:

$$-\frac{1}{\gamma}M\sin\theta_0 \cdot \delta\dot{\theta} = F_{\phi\theta}\delta\theta + F_{\phi\phi}\delta\phi, \quad \frac{1}{\gamma}M\sin\theta_0 \cdot \delta\dot{\phi} = F_{\theta\theta}\delta\theta + F_{\theta\phi}\delta\phi \quad (2.29)$$

com equação característica:

$$F_{\theta\phi}^2 - F_{\theta\theta}F_{\phi\phi} + \frac{\omega^2 M^2 \sin^2\theta}{\gamma^2} = 0 \quad (2.30)$$

Aqui o termo ω é interpretado como a frequência característica do sistema e, isolando esse termo, temos uma relação entre a frequência característica de ressonância e os campos magnéticos aplicados na amostra ferromagnética, generalizando a expressão de Kittel - que vale apenas para campos magnetoestáticos gerados por elipses quando a magnetização e o campo externo aplicado estão alinhados.

$$\omega_{res} = \frac{\gamma}{M\sin\theta_0} \sqrt{F_{\theta\theta}F_{\phi\phi} - F_{\theta\phi}^2} \quad (2.31)$$

Essa fórmula geral é atribuída a Smit-Beljers e permite o cálculo da frequência de ressonância de um ferromagneto, desde que se conheça a energia livre no material. Pode-se mostrar, por exemplo, que a equação (2.31) e a energia de desmagnetização de elipsóide $F = -(M_s \cdot H_0) + \frac{1}{2}(N_x M_{sx}^2 + N_y M_{sy}^2 + N_z M_{sz}^2)$ produzem novamente as relações de Kittel vistas anteriormente (2.20) [14].

Para ilustrar o formalismo, vamos derivar a relação de dispersão ferromagnética para um material em ressonância com anisotropia uniaxial, podendo ser de origem cristalina, como em uma rede hexagonal, por exemplo, além da energia magnetoestática de forma e campo externo.

Tomando o eixo polar x na direção do eixo de anisotropia (fácil magnetização), a energia para esse sistema é dada por:

$$F = K_1 \sin^2 \theta - M_s H_0 [\sin \alpha \sin \theta \cos(\beta - \phi) + \cos \alpha \cos \theta] + \frac{1}{2} M_2^2 [N_x \sin^2 \theta \cos^2 \phi + N_y \sin^2 \theta \sin^2 \phi + N_z \cos^2 \theta] \quad (2.32)$$

Conforme notação anterior, os ângulos θ e ϕ são coordenadas esféricas relativas ao vetor de magnetização; e os ângulos α e β são relativos ao campo externo aplicado H_0 . O primeiro termo é referente à anisotropia uniaxial, com $K_1 > 0$ sendo um parâmetro com unidade de energia, indicando um favorecimento da direção da magnetização para o mínimo de energia alinhado ao eixo uniaxial de anisotropia. O segundo termo é o de interação com o campo externo, o termo de Zeeman; já o terceiro é a energia referente à anisotropia de forma, ou magnetoestática, discutida anteriormente.

O problema de encontrar a orientação da magnetização de equilíbrio nesse sistema, de acordo com o princípio da minimização da energia (2.25), não tem solução geral analítica. Entretanto, podemos resolver, por exemplo, o caso onde o campo magnético é aplicado no plano perpendicular ao eixo de anisotropia ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) na direção y ($\beta = \frac{\pi}{2}$):

$$F = K_1 \sin^2 \theta - M_s H_0 \sin \theta \sin(\phi) + \frac{1}{2} M_2^2 [N_x \sin^2 \theta \cos^2 \phi + N_y \sin^2 \theta \sin^2 \phi + N_z \cos^2 \theta] \quad (2.33)$$

Usando a condição de extremos de energia, as diferenciais nos dão o seguinte sistema de equações:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \phi} &= -M_s H_0 \sin(\theta) \cos(\phi) + \frac{1}{2} M_2^2 (-2N_x \sin(\theta)^2 \cos(\phi) \sin(\phi) \\ &+ 2N_y \sin(\theta)^2 \sin(\phi) \cos(\phi)) = 0 \end{aligned} \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \theta} = & 2K_1 \sin(\theta) \cos(\theta) - M_s H_0 \cos(\theta) \sin(\phi) + \frac{1}{2} M_s^2 (2N_x \sin(\theta) \cos(\phi))^2 \cos(\theta) \\ & + 2N_y \sin(\theta) \sin(\phi)^2 \cos(\theta) - 2N_z \cos(\theta) \sin(\theta) = 0 \end{aligned} \quad (2.35)$$

As equações acima apresentam quatro diferentes soluções, dependendo das magnitudes relativas das energias envolvidas. E, ao aplicar a um caso específico, devemos determinar qual dessas soluções minimiza a energia total:

- a magnetização no plano perpendicular ao eixo de anisotropia, na direção do campo aplicado:

$$\theta = \frac{\pi}{2} \text{ e } \phi = \frac{\pi}{2}; \quad (2.36)$$

- no eixo de anisotropia:

$$\theta = 0 \text{ e } \phi = 0; \quad (2.37)$$

- no plano, com um ângulo intermediário entre o campo aplicado e o eixo z :

$$\theta = +\frac{\pi}{2} \text{ e } \phi = -\arcsin\left(\frac{H_0}{M_s(N_x - N_y)}\right); \quad (2.38)$$

- fora do plano com projeção do vetor magnetização no plano na direção do campo aplicado:

$$\theta = -\arcsin\left(\frac{H_0}{\frac{2K_1}{M_s} M_s (N_y - N_z)}\right) \text{ e } \phi = - + \frac{\pi}{2}. \quad (2.39)$$

Determinada a direção da magnetização, podemos aplicar a fórmula de Smit-Beljers (2.31) com o objetivo de encontrar a relação de dispersão de campo-frequência do material. No caso da magnetização fora do plano descrita pela equação (2.39), por exemplo, temos a transição do vetor magnetização em direção ao plano em campos baixos, insuficientes para alinhar a magnetização com o campo. Ou seja, vale $M_s(N_y - N_x) < H_0 < \frac{2K_1}{M_s} + (N_y - N_z)M_s$ e, calculando as derivadas segundas da energia, e substituindo em 2.31, temos a relação de dispersão:

$$\left(\frac{\omega_{res}}{\gamma}\right)^2 = \left(\left(\frac{2K_1}{M_s} + (N_y - N_z)M_s\right)^2 - H_0^2\right) \frac{2K_1 + (N_x - N_z)M_s^2}{2K_1 + (N_y - N_z)M_s^2}. \quad (2.40)$$

Com a condição de campo magnético alto $H_0 > \frac{2K_1}{M_s} + (N_y - N_z)M_s$, a magnetização estará alinhada com o campo, valendo a solução (2.37). Nesse caso, a relação de dispersão calculada é:

$$\left(\frac{\omega_{res}}{\gamma}\right)^2 = -H_0^2 - \frac{2K_1}{M_s}H_0 - (N_y - N_x)(H_0M_s - 2K_1) - M_s(N_y - N_z)[H_0 - (N_y - N_x)M_s] \quad (2.41)$$

Para ilustrar, no caso de uma esfera temos $N_x = N_y = N_z = \frac{4\pi}{3}$ e as relações de dispersão se tornam:

$$\left(\frac{\omega_{res}}{\gamma}\right)^2 = \left(\frac{2K_1}{M_s}\right)^2 - H_0^2, \quad se \quad H_0 < \frac{2K_1}{M_s} \quad (2.42)$$

$$\left(\frac{\omega_{res}}{\gamma}\right)^2 = H_0 \left(H_0 - \frac{2K_1}{M_s}\right), \quad se \quad H_0 > \frac{2K_1}{M_s} \quad (2.43)$$

Essas duas últimas expressões mostram que é interessante definir o campo de anisotropia por $H_A = \frac{2K_1}{M_s}$. Podemos mostrar que, ao incluirmos esse campo no campo efetivo utilizado na LLG conforme fizemos na seção anterior, obtemos os mesmos resultados para a relação de dispersão. Repare também que a primeira relação define um círculo no plano H_0 vs. ω_{res} , enquanto a segunda define uma hipérbole. A figura 2.4 mostra os dois casos plotados no mesmo plano H_0 vs. ω_{res} , normalizados pelo campo de anisotropia.

No capítulo 4 utilizaremos a equação de Smit-Beljers com o objetivo de interpretar dados de ressonância ferromagnética em um filme fino, variando o ângulo entre o campo aplicado e o plano do filme. No caso específico que vamos estudar dos filmes de Ta/CoFeB/MgO, devemos incluir uma energia de anisotropia de superfície uniaxial para

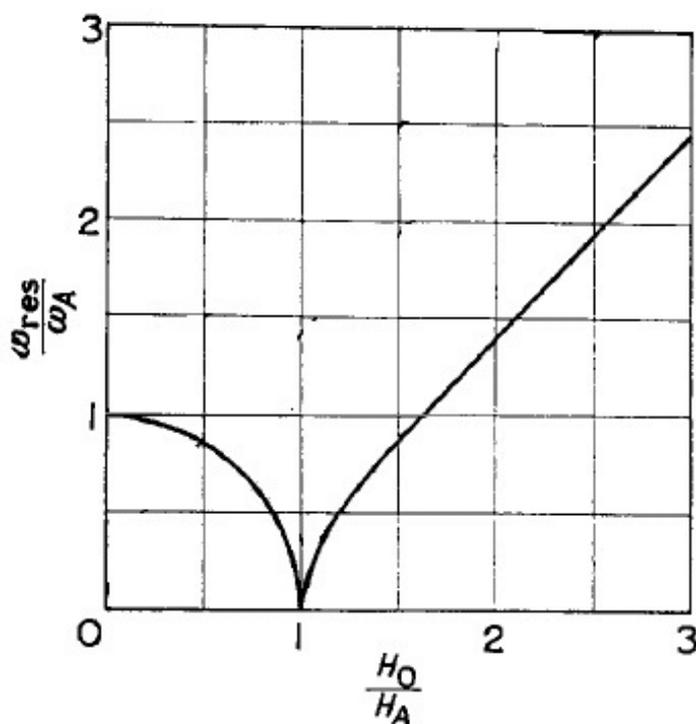


Figura 2.4: Relação de dispersão normalizada considerando apenas a anisotropia uniaxial ($\omega_A = \gamma H_A$), mostrando a transição da magnetização inicialmente fora do plano para o plano, no ponto onde o campo externo se iguala ao campo de anisotropia. Com campos aplicados maiores, voltamos ao caso de filmes finos com campos aplicados no plano, alinhados com a magnetização. Figura modificada de [14].

fora do plano com mais de uma ordem na expansão. A interpretação é feita de forma análoga a essa seção, e utilizaremos cálculos numéricos a fim de calcular as condições de ressonância com campos magnéticos aplicados em direções arbitrárias.

2.5 Confinamento geométrico

O tema da dinâmica da magnetização é muito mais amplo do que pode ser medido em um experimento de ressonância magnética, pois esse não é sensível a ondas propagantes, por exemplo³. Assim, uma excitação local em um fio ferromagnético irá se propagar com um vetor de onda k específico para cada direção, contendo uma relação de dispersão de

³Apenas excitações com vetor de onda $k=0$ é sensível à medidas de RFM

onda k vs. ω , o que foi calculado na mesma década de 1950 para alguns casos utilizando as equações de Walker [20].

Essa dinâmica de ondas aparece quando deixamos de considerar o campo efetivo como dado, e passamos a calculá-lo em conjunto com as equações de Maxwell. Isso torna o problema bastante complicado, pois, além de considerarmos todas as energias magnéticas, devemos incluir nelas uma dependência espacial e assim calcular ponto a ponto o campo magnético junto com as equações de Maxwell e suas condições de contorno. Dependendo da energia de origem da onda, ela recebe diferentes nomes, como ondas magnetoestáticas ou ondas de spin (mágnons), dependendo se a interação dominante é dipolar ou de troca, respectivamente. No entanto, a nomenclatura ainda é utilizada de forma confusa, até porque todas as ondas de spin têm origem tanto na energia de troca quanto na magnetoestática, além de outras energias existentes no material. O problema das ondas de spin é tratado nos capítulos 4, 6 e 7 de [13].

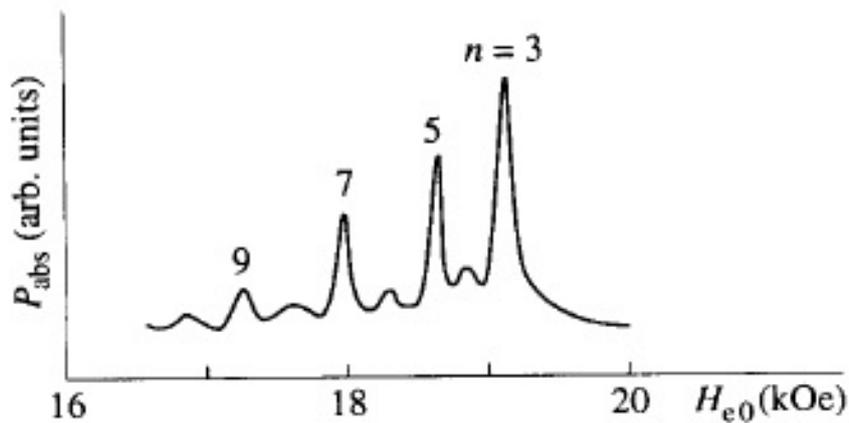


Figura 2.5: Espectro de ressonância ferromagnética para um filme fino magnetizado perpendicularmente ao plano, mostrando diversos modos com $k = 0$ confinados ao longo da espessura do filme.

Com o advento dos processos de microfabricação, apareceram materiais com algumas dimensões micrométricas e nanométricas, como filmes finos e tiras preparadas por litografia ótica e de feixe de elétrons. Essas dimensões são compatíveis com comprimentos

de onda característicos das ondas de spin pelos modelos baseados na LLG e Maxwell, o que produz um fenômeno de confinamento semelhante a poços quânticos clássicos, devido às condições de contorno. Em termos experimentais, essas ondas de spin, tanto confinadas quanto livres, são medidas por uma técnica ótica chamada Brillouin Light Scattering (BLS), utilizada extensivamente pelo grupo de S.Demokritov para investigar esses fenômenos [21].

Em termos de ressonância ferromagnética, essas ondas de spin confinadas foram encontradas ao longo da espessura de filmes finos, no que foi chamado de ‘ressonância de ondas de spin’ na década de 1960. O efeito de confinamento produz infinitos modos de ressonância, além do modo uniforme estudado anteriormente, e podem ser medidos porque o vetor de onda médio no tempo dessas ondas é zero, semelhante ao modo uniforme. A figura 2.5 mostra um espectro de RFM em uma filme de cobalto de $300nm$ magnetizado perpendicularmente ao plano do filme [22].

Mais recentemente em 2009, Ando et al. [23] mediram ressonância de ondas de spin em um arranjo de tiras com larguras e separação próximas de $1\mu m$, com magnetização saturada ao longo do eixo do fio, encontrando modos de ressonância confinados na espessura da tira.

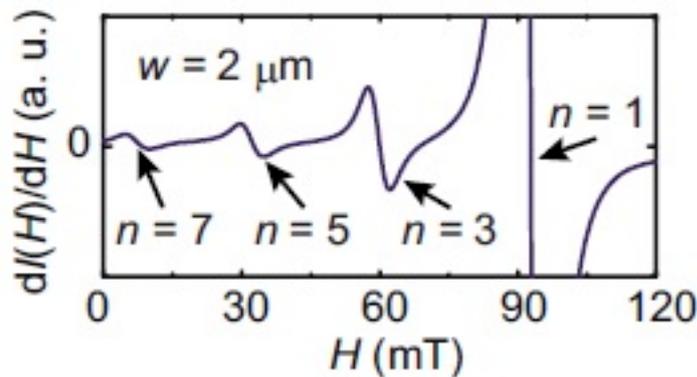


Figura 2.6: Espectro de RFM mostrando confinamento geométrico lateral em tiras magnetizadas no plano e perpendicular ao eixo fácil [23].

No capítulo de resultados voltaremos a discutir o problema do confinamento, dessa

vez em elipses com dimensões laterais na faixa de $50nm$.

2.6 Spintorque em junções magnéticas túnel (JTM)

A magnetorresistência túnel (MRT) foi extensivamente estudada na década de 80, e hoje a tecnologia das memórias magnéticas baseada nesse fenômeno é presente no nosso dia a dia [8], [24]. Os dispositivos baseados em uma barreira túnel de MgO se tornaram padrão por apresentarem MRT de até 230% [25],[26],[27]. Aqui vamos apresentar os conceitos básicos desses dispositivos, com foco em análises de ressonância ferromagnética. A figura 2.7 a) mostra um esquema de JMT análogo ao que iremos utilizar no capítulo 4 de resultados [12], onde a preparação envolve depósito de multicamadas em forma de filme fino e subsequente padronização dos filmes em elipses com eixos na faixa de $50nm$, aplicando técnicas de desgaste por plasma (plasma etching). A fabricação de uma JMT aparece detalhada, por exemplo, em [27]

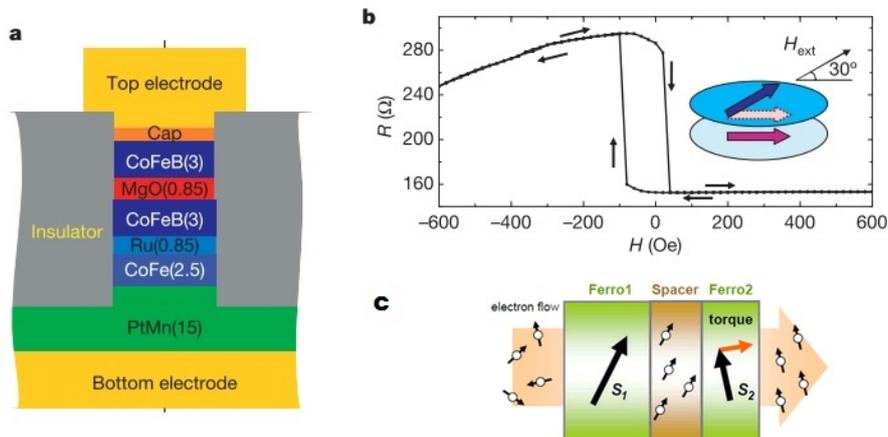


Figura 2.7: a) visão lateral das camadas que compõem a JMT. b) gráfico de magnetorresistência túnel do dispositivo. c) ilustração do efeito de torque devido à corrente polarizada em spin em JMT [12].

A corrente é aplicada perpendicular às camadas do esquema, e a partir de baixo temos:

- Eletrodo de contato;

- Ferromagnético sintético composto por:
 - Camada antiferromagnética geradora de exchange-bias (PtMn);
 - Camada ferromagnética imobilizada por exchange-bias (CoFe);
 - Espaçador RKKY (Ru);
 - Camada com momento acoplado com a anterior através de interação tipo-RKKY e polarizadora de spin (CoFe);
- Camada isolante para efeito de tunelamento (MgO);
- Camada ferromagnética livre de estudo (CoFe);
- Eletrodo de contato.

Esse tipo de empilhamento se tornou padrão para o estudo de camadas ferromagnéticas que interagem segundo o efeito de MRT. A utilização dos efeitos de "exchange-bias" e interação tipo-RKKY, com regulação fina através das espessuras, são necessárias para que a magnetorresistência se apresente próximo de campo zero, e que a camada polarizadora esteja fixa para uma janela de amplitude de campo magnético aplicado, crucial para a definição de camada livre. Na figura 2.7 b) temos a curva de magnetorresistência túnel, com variação apenas da camada livre, e com campo aplicado a 30 graus em relação ao polarizador. Em relação a esse ângulo (θ), segundo Slonczewski, existirá uma dependência com o $\cos(\theta)$ da condutância da JMT de acordo com [1]:

$$G = G_{ap}(1 + P^2 \cos(\theta)), \quad (2.44)$$

onde G_{ap} é a condutância com os momentos antiparalelos, e P^2 é a polarização da corrente, que pode ser encontrada com os valores extremos da curva de magnetoresistência e a fórmula anterior. A figura 2.7 c) mostra o princípio de transferência de spin, quando os momentos estão desalinhados. A corrente é polarizada na direção da magnetização do

primeiro ferromagneto e seus elétrons se espalham quando em contato com o segundo com magnetização em direção diferente. Parte dessa energia perdida no espalhamento é transferida para o momento magnético através de um torque na direção da polarização da corrente. Sendo assim, as correntes aplicadas ao longo das JMT adicionarão componentes de torque através do fenômeno de spintorque como forma de excitação.

Fixando a magnetização na direção z de um filme elíptico no plano yz como camada livre de uma JMT, existe a possibilidade de torque no plano do filme τ_{par} na direção y , ou perpendicular ao filme τ_{perp} na direção x , como função da corrente aplicada e do ângulo θ entre a magnetização e o polarizador da JMT. As duas simetrias podem ser incluídas na descrição da dinâmica de magnetização na aproximação macrospin [28]:

$$\frac{dm}{dt} = -\gamma m \times H_{eff} + \alpha m \times \frac{dm}{dt} - \gamma \frac{\tau_{par}(\theta, I, t)}{M_s Vol} y - \gamma \frac{\tau_{perp}(\theta, I, t)}{M_s Vol} x \quad (2.45)$$

Existe também a dependência temporal de H_{eff} dada pelo campo de Oersted AC, gerada pela corrente que atravessa a JMT, porém ela pode ser incorporada na descrição dos torques. Formalmente a solução para essa equação (linearizada) é idêntica ao problema com campo magnético AC tratado na seção 2, bastando substituímos $-\gamma M_0 \times h$ em (2.6) pelos dois últimos termos da equação acima.

Usamos uma expansão em primeira ordem para os torques da forma $\tau_i = \frac{\partial \tau_i}{\partial I} \delta I + \frac{\partial \tau_i}{\partial \theta} \delta \theta$ ($i = par$ ou $perp$), onde a variação infinitesimal em relação ao ângulo referente ao polarizador se dá no plano do filme, $\delta \theta = -m_y$, e a corrente aplicada oscilatória é $\delta I = I_{RF} Re(e^{i\omega t})$. Analogamente à (2.7), substituímos as soluções exponenciais para a magnetização e encontramos o sistema linear:

$$\begin{aligned}
i\omega m_x + \gamma H_{eff} m_y + i\alpha\omega m_y &= -\frac{\gamma}{M_s Vol} \left(\frac{\partial \tau_{perp}}{\partial I} I_{RF} - \frac{\partial \tau_{perp}}{\partial \theta} m_y \right) \\
-\gamma H_{eff} m_x + i\omega m_y - i\alpha\omega m_x &= -\frac{\gamma}{M_s Vol} \left(\frac{\partial \tau_{par}}{\partial I} I_{RF} - \frac{\partial \tau_{par}}{\partial \theta} m_y \right) \\
i\omega m_z &= 0
\end{aligned} \tag{2.46}$$

O campo efetivo nesse caso é dado por: $H_{eff} = H_{demag} + H_{dip} + H_{app}$, a anisotropia de forma, o campo dipolar oriundo das outras camadas magnéticas e o campo externo aplicado, respectivamente. O campo de anisotropia para fora do plano vale $4\pi M_{eff}$. Os outros campos serão tratados segundo a aproximação de campo desmagnetizante N_x e N_y . Nesse caso, a solução para m_y do sistema acima pode ser escrito:

$$m_y = -\frac{\gamma I_{RF}}{2M_s Vol \sigma} (A + iS) \left(\frac{\gamma N_x M_{eff}}{\omega_m} \frac{\partial \tau_{perp}}{\partial I} + i \frac{\partial \tau_{par}}{\partial I} \right),$$

onde $S = \frac{\sigma^2}{(\omega - \omega_m)^2 + \sigma^2}$ e $A = \frac{\sigma(\omega - \omega_m)}{(\omega - \omega_m)^2 + \sigma^2}$ são funções lorentzianas simétrica e antissimétrica definidas no domínio da frequência, respectivamente, com frequência de ressonância ω_m e largura de linha σ :

$$\omega_m = \gamma M_{eff} \sqrt{N_x(N_y - \frac{1}{M_{eff} M_s Vol} \frac{\partial \tau_{perp}}{\partial \theta})} \tag{2.48}$$

$$\sigma = \frac{\alpha \gamma M_{eff} (N_x + N_y)}{2} - \frac{\gamma}{2M_s Vol} \frac{\partial \tau_{par}}{\partial \theta} \tag{2.49}$$

Essas equações são as soluções de primeira ordem para o problema da dinâmica de magnetização em condições de excitação por spintorque, conforme descrito em [29] - e ordens seguintes da expansão podem ser incluídas [28]. Note que tanto a frequência de ressonância quanto a largura de linha variam de acordo com a aplicação de spintorque DC ou AC, sendo que a segunda dependência será demonstrada no capítulo 4.

Finalmente o sinal de voltagem de RFM $V_{,,}$, dependente da MRT e medido em contatos perpendiculares à JMT, será encontrado pela média temporal $\langle \rangle$ em torno da expansão

em segunda ordem:

$$V = \frac{\partial V}{\partial I} \langle \delta I(t) \rangle + \frac{\partial V}{\partial \theta} \langle \delta \theta(t) \rangle + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial I^2} \langle (\delta I(t))^2 \rangle + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \langle (\delta \theta(t))^2 \rangle + \frac{\partial^2 V}{\partial \theta \partial I} \langle \delta \theta(t) \delta I(t) \rangle \quad (2.50)$$

A média temporal do primeiro termo é zero, e pode-se mostrar que a contribuição principal vem do termo com derivadas cruzadas, proporcional a $\frac{\partial^2 V}{\partial \theta \partial I}$. Usando as relações citadas anteriormente $\delta I = I_{RF} Re(e^{i\omega t})$, $\delta \theta = -m_y$ e a solução para m_y , a voltagem medida será dada por:

$$V_{mix} = \frac{1}{4} \frac{\partial^2 V}{\partial I^2} I_{RF}^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial I \partial \theta} \frac{\hbar \gamma \sin(\theta)}{4eM_s V_{ol} \sigma} I_{RF}^2 (\xi_{par} S(\omega) - \xi_{perp} \Omega_{perp} A(\omega)) \quad (2.51)$$

Os termos $\xi_{par} = \frac{2e}{\hbar \sin(\theta)} \frac{\partial V}{\partial I} \frac{\partial \tau_{par}}{\partial V}$ e $\xi_{perp} = \frac{2e}{\hbar \sin(\theta)} \frac{\partial V}{\partial I} \frac{\partial \tau_{perp}}{\partial V}$ são chamados 'torques' no plano e fora do plano, determinando as amplitudes das componentes simétrica S e antissimétrica A das funções lorentzianas definidas no domínio das frequências. O termo $\Omega_{perp} = \frac{\gamma N_x M_e f f}{\omega_m}$ reflete os campos de anisotropia do filme fino elíptico.

2.7 Spintorque e Efeito Hall de Spin(EHS)

A história do efeito Hall de Spin (EHS) tem origem na década de 1970 com os trabalhos de Dyakonov [3], mas foi no final da década de 1990, com o artigo de Hirsh [4], que o assunto chamou mais a atenção dos pesquisadores. A previsão mais simples foi dada em termos do efeito DC, que hoje sabemos ser de segunda ordem, que diz que correntes de carga em materiais com acoplamento spin-órbita alto geram espalhamento dependente de spin da corrente, criando acumulação de spin nas bordas do material e, por difusão, uma corrente de spin pura entre as bordas (Figura 2.8 a)).

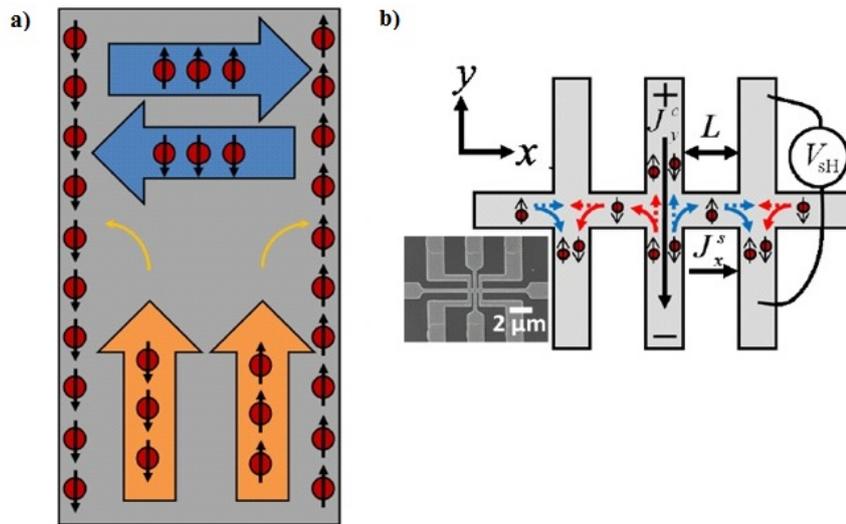


Figura 2.8: Em a), as setas laranjas e azuis representam, respectivamente, a corrente de carga aplicada e a corrente de spin gerada por espalhamento com seleção de spin, com resultante polarização nas bordas do material [35]. Em b) temos um esquema experimental de medida do EHS através do seu efeito inverso.

As setas laranja representam correntes de cargas na direção y com spins em direções aleatórias, enquanto as setas azuis mostram movimento de elétrons com spins opostos em direções opostas causadas por espalhamento. As setas na borda do material representam acumulação de spin, sendo o EHS mensurado diretamente, pela primeira vez, através dessa polarização com o efeito KERR em um semicondutor [30]. Os parâmetros do material que descrevem o efeito são o ângulo hall de spin, que mede a corrente de spin gerada suposta proporcional à corrente de carga $J_s = J_c \Theta_{SHE}$, e o comprimento de difusão de spin λ_s .

De uma maneira geral, os elétrons em materiais metálicos estão sujeitos a mais espalhamentos do que em semicondutores, e, por isso, a coerência das correntes de spin é muito menor nos materiais metálicos, tanto que uma medida direta do EHS foi feita apenas recentemente [31]. Tradicionalmente, devemos recorrer a efeitos gerados pela corrente pura de spin para medir seu efeito, como, por exemplo, o efeito Hall de Spin Inverso (EHSI), onde a corrente pura de spin gera uma corrente de carga na direção perpendicular à sua propagação [32][33][34].

O arranjo esquematizado na figura 2.8 b) foi preparado por litografia de feixe de elétrons com dimensões na ordem de 30nm [35]. A corrente de carga na direção y , pelo EHS, gera uma corrente de spin que se propaga na direção x , que por sua vez, através do EHSI, gera uma corrente de carga na direção y novamente por onde passa, produzindo uma queda de tensão mensurável entre os canais indicados na figura. Esse e outros arranjos que envolvem contatos ferromagnéticos são chamados de válvulas de spin não-locais por envolverem queda de tensão em posições do circuito diferentes de onde existe corrente [36].

Em discussões e experimentos mais recentes ficou claro que: a propagação das correntes de spin não está restrita ao plano dos filmes, podendo ser perpendicular; existe também uma componente AC de correntes de spin geradas por correntes de carga AC; e existem diferentes origens de espalhamento dependentes de spin [37]. O primeiro ponto fica claro na possibilidade de injetarmos correntes de spin em bicamadas PyPt perpendiculares ao filme enquanto aplicamos corrente no plano do filme, onde essas correntes de spin são detectadas através do seu efeito no amortecimento da camada de Py em ressonância ferromagnética [38], como trataremos a seguir. O segundo, o EHS-AC, foi mostrado ser um efeito de primeira ordem em primeiros princípios [39], e mensurado diretamente [40], ou em forma de excitação de RFM [41]. O terceiro ponto mostra sobre a origem de espalhamentos intrínsecos e extrínsecos que podem contribuir para Θ_{SHE} , mostrando materiais com SHE mais altos que a platina (Ta[42], W[43], CuBi[44]) e com direções às vezes opostas no sinal de Θ_{SHE} .

Passamos então a descrever o experimento baseado na excitação de RFM por meio de torques gerados por EHS [41], que utilizaremos no capítulo 4. A figura 2.9 mostra os efeitos de torque na magnetização do Py em um experimento de RFM realizado em uma bicamada Pt/Py, onde a corrente RF é aplicada no plano da amostra. Nesse caso existem três torques: devido ao campo RF gerado na camada de Pt τ_H ; à corrente AC(DC) que atravessa a platina através do SHE τ_{STT} ; e ao amortecimento SHE τ_α . A dinâmica de

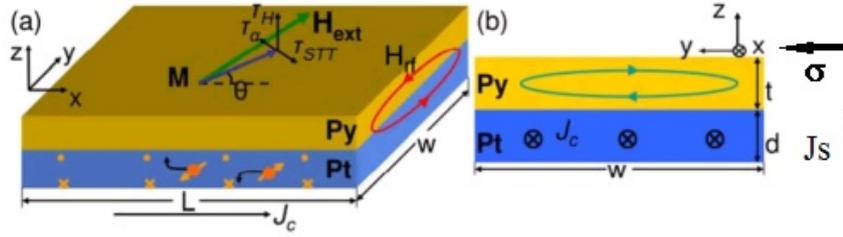


Figura 2.9: a) visão tridimensional dos vetores atuantes na medida de RFM utilizando o EHS AC. b) visão frontal mostrando as direções da corrente de spin, de carga e polarização.

magnetização com efeitos de torque induzido por EHS foi tratado por [41][38] e, analogamente ao caso das JMTs, a LLG se torna:

$$\frac{dm}{dt} = -\gamma m \times H_{eff} + \alpha m \times \frac{dm}{dt} + \gamma \frac{\hbar}{2e\mu_0 M_s t} J_s (m \times \sigma \times m) \quad (2.52)$$

Assim, podemos resolver essa equação de maneira análoga ao descrito anteriormente, resultando em uma solução envolvendo curvas lorentzianas simétricas e antissimétricas. Repare que o termo de spintorque gerado pela corrente de spin tem a mesma simetria do torque do amortecimento, e uma solução de fato da equação anterior mostra que podemos alterar o amortecimento intrínseco do material através da injeção de corrente de spin:

$$\alpha' = \alpha_0 + \frac{\text{sen}(\theta)}{\mu_0 M_s t (H + M_{eff}/2)} \frac{\hbar}{2e} J_s. \quad (2.53)$$

Utilizando o ângulo Hall de spin $J_s = \Theta_{EHS} J_c$, podemos usar a equação anterior para modificar o amortecimento através de uma corrente DC, como será mostrado no capítulo 4.

2.8 RFM e Magnetorresistência anisotrópica (MRA)

No final da seção anterior descrevemos a geração da dinâmica de magnetização através do spintorque. Assim como as JTMs dependem da magnetorresistência túnel, a detecção também depende de fenômenos magnetorresistivos no caso agora da magnetorresistência

anisotrópica (MRA) da camada ferromagnética.

Seguindo o trabalho de Mecking Gui [11], podemos entender sinais emitidos pela amostra sujeita a RFM através da Lei de Ohm. A figura 2.10 mostra os ângulos e sistemas de coordenadas envolvidos para um momento magnético saturado em movimento girotrópico:

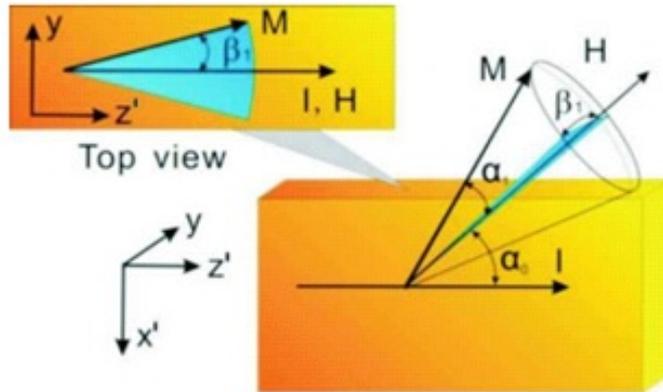


Figura 2.10: Esquema com sistema de coordenadas e ângulos utilizados na discussão do texto [11].

Pelo fenômeno da magnetorresistência anisotrópica, sabemos que a resistência da amostra varia de acordo com o ângulo entre as correntes aplicadas e a magnetização:

$$R(t) = R_0 + R_A \cos^2 \alpha(t) \cos^2 \beta(t) \quad (2.54)$$

Aplicando uma excitação de corrente AC I_1 com momento angular ω , mais uma corrente DC I_0 , teremos uma corrente de excitação variando com o tempo de $I(t) = I_0 + I_1 \cos(\omega t)$. A lei de Ohm nos dá:

$$U(t) = R(t)I(t) \rightarrow U(t) = (R_0 + R_A \cos^2 \alpha(t) \cos^2 \beta(t))(I_0 + I_1 \cos(\omega t)) \quad (2.55)$$

Podemos escrever a expansão de Fourier da função $U(t)$ usando coeficientes formais U_i :

$$U(t) = U_0 + U_1 \cos(\omega t - \psi_1) + U_2 \cos(2\omega t - \psi_2) + U_3 \cos(3\omega t - \psi_3) \dots, \quad (2.56)$$

onde ψ_i são fases entre as oscilações da corrente e do momento magnético.

Comparando (2.56) com (2.55), podemos calcular um U_0 não trivial:

$$U_0 = I_0(R_0 + R_A \cos^2 \alpha_0) - \frac{I_1 R_A \alpha_1 \sin 2\alpha_0 \cos(\psi)}{2} - \frac{I_0(\alpha_1^2 \cos 2\alpha_0 + \beta_1^2 \cos^2 \alpha_0) R_A}{2} \quad (2.57)$$

Note que esse resultado não é inicialmente óbvio, e mostra que, se aplicarmos uma corrente RF sobre uma amostra com um efeito de AMR significativo, R_A , vamos gerar um sinal DC U_0 que se comporta como o segundo termo da equação (2.57). Essa é a chamada fotovoltagem (photovoltage), ou mesmo voltagem retificada, em outros trabalhos. No caso de I_0 ser diferente de zero, temos um sinal com simetria diferente, regido pelos termos 1 e 3 da equação (2.57), chamada neste caso de fotorresistência (photoresistance), que em geral é muito menor que a fotovoltagem.

Focando na fotovoltagem, relacionamos esta com a magnetização através da aproximação válida para baixos ângulos de oscilação $\alpha_1 \approx \text{sen} \alpha_1 = \frac{|m_x|}{M_0}$, e, utilizando o tensor de Polder derivado no capítulo (2.3), podemos escrever:

$$\alpha_1 \cos \psi = \text{Re}(m_x) = \text{Re}(\chi h_x + i \chi_a h_y), \quad (2.58)$$

e a fotovoltagem é proporcional à soma da componente simétrica com a componente assimétrica do tensor χ_{AC} :

$$U_{fv} = \frac{I_1 R_A \text{sen} 2\alpha_0 \cos \psi}{2M_0} \cdot \left(A \frac{1}{1 + \frac{(H-H_0)^2}{dx^2}} + B \frac{dx}{1 + \frac{(H-H_0)^2}{dx^2}} \right), \quad (2.59)$$

com A e B dependendo das constantes do material e do campo RF h aplicado. Sendo as-

sim, ao conectarmos eletricamente a amostra em ressonância a um circuito DC em ângulos diferentes de 0, 90, 180 e 270 graus, devemos ter um sinal proporcional à susceptibilidade magnética χ_{AC} .

O efeito Hall de Spin Inverso (EHSI) é frequentemente discutido em conjunto com a retificação de spin nesse contexto, e ficou claro recentemente que podemos desvincular os sinais através da variação angular da tensão medida.[45][46][47]. Ao contrário da dependência com $\sin 2\alpha$ da AMR, o EHSI, discutido na introdução, tem dependência com $\sin \alpha$, sendo assim podemos distinguir efeitos de injeção de spin de efeitos ôhmicos. Entretanto, no nosso caso, o esquema apresentado não contém contribuição significativa de EHSI, No capítulo 4 focaremos apenas no EHS gerado por correntes DC nesse sistema.

2.9 Bombeamento de spin

O fenômeno do bombeamento de spin foi previsto por Tserkovniak [48] e realizado experimentalmente por diversos grupos nos últimos anos [49][45][50]. Do ponto de vista da geração de corrente de spin, uma camada ferromagnética em ressonância ferromagnética depositada na geometria de um filme fino emite corrente de spin perpendicular ao plano do filme, consequência da polarização de elétrons na interface, de acordo com a posição do spin e sua subsequente difusão para a camada adjacente (figura 2.11).

Desde o início dos anos 2000 já existiam várias medidas experimentais que reportavam a presença de aumentos na constante de amortecimento de determinados materiais em virtude do depósito de camadas adjacentes não-magnéticas ao material ferromagnético [52][53][54][55]. Lembrando que α é o parâmetro fenomenológico que representa perdas no sistema, a presença de espalhamento em rede cristalina extra na interface com a camada não-magnética adjacente é uma fonte possível desse aumento na constante. Entretanto, existiam diferenças drásticas na amplitude desse aumento dependendo do material. Por isso, foi entendido que existia uma propagação de momento angular (correntes de spin) para camadas adjacentes, que aumentaria a dissipação dinâmica medida por α . A relação

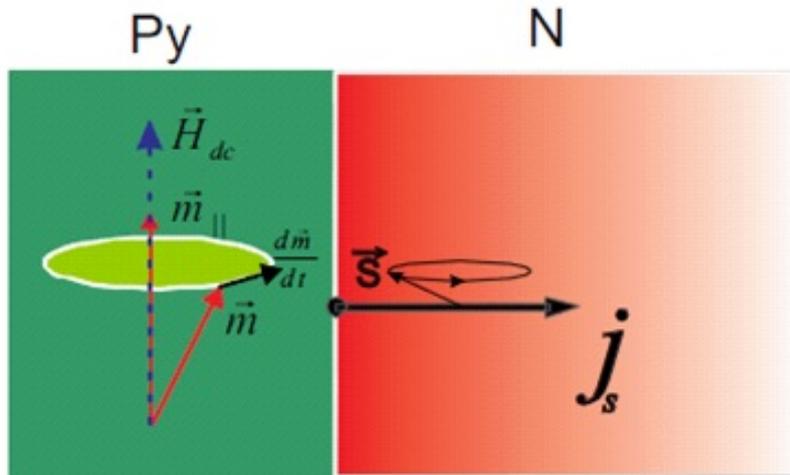


Figura 2.11: Esquema ilustrativo da emissão de corrente de spin em uma interface FM/NM causado pelo movimento ressonante da camada magnética. [51]

derivada por Tserkovniak, com base em matrizes de transição em canais dependentes de spin, foi [48]:

$$\alpha_{SP} = \frac{|\gamma|\hbar}{t_{FM}4\pi M_s} \frac{g^{\uparrow\downarrow}}{S} \exp\left(-\frac{t_N}{\lambda}\right) \quad (2.60)$$

onde α_{SP} é a contribuição do bombeamento de spin para o damping, M_s é a magnetização de saturação, t_{FM} e t_N são as espessuras do material ferromagnético e não-magnético respectivamente, S é a área da interface e λ é o comprimento de difusão de spin do material não magnético.

O parâmetro essencial é a condutância de spin ('spin mixing conductance') $g^{\uparrow\downarrow}$ que descreve os canais disponíveis para propagação na interface. Esta formulação inclui o termo exponencial representando o retroespalhamento causado por correntes de spin que são rebatidas de volta para o ferromagneto, e não contribuem para a diminuição do amortecimento.

O assunto está intimamente conectado ao EHSI mencionado na seção anterior, pois a corrente de spin deverá gerar uma corrente de carga mensurável na camada não-magnética.

Esta abordagem foi explorada para obter coeficientes Hall de spin e comprimento de difusão dos materiais [32][33]. Assim, para que haja o aumento do amortecimento, a corrente de spin deve ser absorvida pela camada adjacente, o que se dá através de espalhamentos que randomizam os spins ao longo de uma certa distância, caracterizada pelo parâmetro λ . Para uma camada de cobre (baixo espalhamento spin-órbita) são necessários 350-500nm [56][57] de espessura para destruir a coerência da corrente de spin, enquanto na platina (alto acoplamento spin-órbita) são necessários apenas cerca de 4nm, por exemplo.

Trataremos do bombeamento de spin novamente no capítulo 4, onde falaremos sobre efeitos de interface em multicamadas Py/Cu/Pt sobre a condutância de spin.

Capítulo 3

Descrição Experimental

Existe uma variedade de experimentos de ressonância ferromagnética dos quais podemos selecionar a montagem mais conveniente, dependendo da ocasião. Em todos os casos, nosso objetivo é submeter a amostra a um conjunto de campos DC e AC em direções específicas e medir a resposta magnética, que é resumida na susceptibilidade magnética AC, χ_{AC} introduzida no Capítulo 1. As diferenças principais entre as montagens estão na geração do campo magnético AC e na forma de detecção de χ_{AC} através de uma quantidade física mensurável.

A preparação das amostras para RFM é descrita na seção 3.1, seguida de uma discussão na seção 3.2 sobre a teoria das linhas de transmissão utilizadas para conduzir correntes RF em experimentos de RFM. A seguir mostramos como a susceptibilidade magnética AC está ligada à potência dissipada por ondas eletromagnéticas que interagem com o material e, medindo variações nesta, podemos medir a RFM em uma cavidade ou sobre uma guia de onda coplanar (seção 3.3). A seção 3.5 mostra a detecção por meio de voltagens geradas por fenômenos de magnetorresistência, especificamente a MRT descrita na seção 2.6, e MRA na seção 2.8. Por fim, mostramos como todas as técnicas podem ser adaptadas para detecção lockin, com modulação de referência através do campo DC, e apresentamos as equações utilizadas para análise dos dados experimentais.

3.1 Preparação de amostras

Os sistemas físicos descritos no capítulo 4 são filmes multicamadas de Ta/MgO/CoFeB (seção 4.1) e Permalloy/Cu/Pt (seção 4.2). Em relação às amostras de Ta/MgO/CoFeB, a produção foi feita em colaboração com a empresa Intel, no caso dos filmes finos, e com a empresa Singulus, no caso das junções magnéticas túnel. As amostras de Permalloy/Cu/Pt foram feitas no laboratório de produção de amostras LABNANO no CBPF.

Os filmes finos foram produzidos em um sputtering AJA em deposições sequenciais a partir de alvos comerciais em um substrato de silício 110 de 2.5mm de espessura com um depósito de SiO_2 (100nm). O plasma de deposição foi realizado com gás argônio com pressão constante de 5mTorr para permalloy e platina e 25mTorr para o cobre em um ambiente de vácuo de $6.5 \cdot 10^{-8} Torr$, aplicando corrente contínua de 50mA (Pt), 35mA (Cu) e uma corrente alternada com potência de 65W no caso do permalloy. Com esses parâmetros fixos, as taxas de deposição foram previamente calibradas utilizando a análise das franjas de interferência obtidas no experimento de reflexão por raio-x com incidência rasante no laboratório de Cristalografia e Difração por Raio-x no CBPF e a Lei de Bragg. Os parâmetros foram escolhidos de forma a alcançar baixas taxas de deposição do Cu e da Pt, de modo que a variação de espessura dessas camadas pudesse ser mais bem controlada. A distância entre o alvo e o substrato foi mantida em 20cm em todas as deposições, e as taxas obtidas com esses parâmetros foi de $0.38 \text{ \AA}/s$ para o Cu, $0.56 \text{ \AA}/s$ para a Pt e $0.88 \text{ \AA}/s$ no caso do permalloy.

As microtiras utilizadas para medidas magnetorresistivas foram produzidas em quatro etapas, utilizando os laboratórios do LABNANO:

- Impressão do padrão da tira de $2mm$ por $10\mu m$ através do processo de litografia ótica.
- Deposição dos filmes sequencialmente no sputtering seguindo os mesmos procedimentos para a amostra de filme fino e dissolução do polímero para obter o filme com

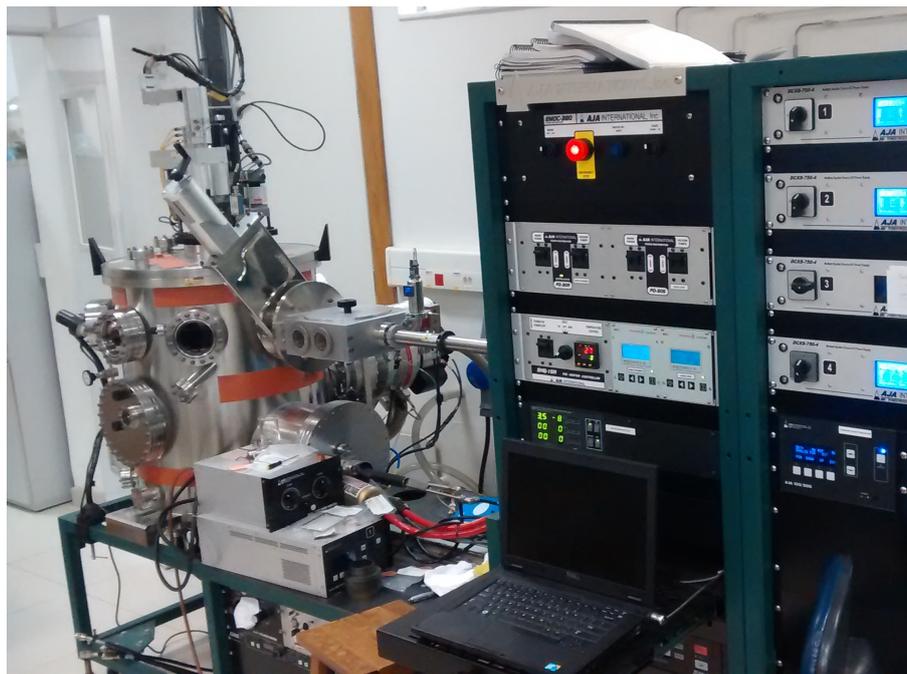


Figura 3.1: Sputtering pertencente ao laboratório de filmes finos do CBPF.

o padrão da tira.

- Novo processo de litografia óptica para impressão do padrão de uma guia de onda coplanar no topo da tira.
- Deposição de Ti(2nm)/Au(200nm) e revelação para obter o padrão da guia de onda.

Para as etapas de litografia óptica, o substrato é limpo em banho de acetona e álcool isopropílico por 10 minutos, onde o polímero é pingado de modo a cobrir toda a superfície. A seguir, esse é colocado em um prato giratório com rotação fixa em 4000rpm por 2 minutos, de modo que o polímero fique com uma espessura homogênea de aproximadamente $2\mu\text{m}$ na superfície do substrato. O silício é então levado a um prato quente por 1 minuto para endurecer o polímero. Em seguida, ele é exposto a raios UV durante 1 minuto, através de uma máscara preto e branca que irá determinar o padrão a ser impresso. Após a exposição, o substrato é levado a um revelador (acetona ultra-pura) que quebra seletivamente o polímero, de modo que apenas as áreas expostas pela luz sejam dissolvidas e retiradas do substrato, tornando o caminho livre para a deposição do filme no substrato.

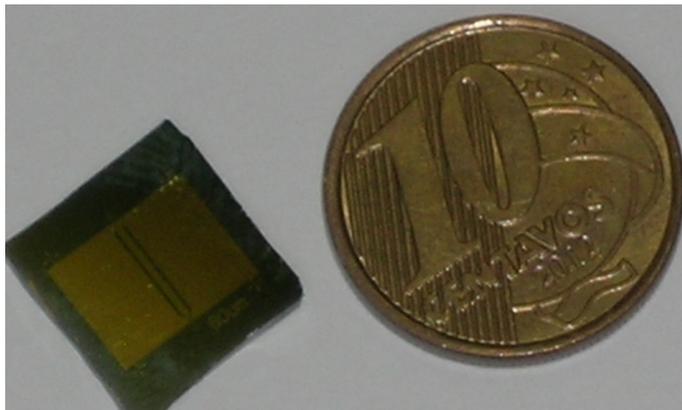


Figura 3.2: Microtira de Py/Pt litografada com guia de onda coplanar depositada no topo. A tira está localizada imediatamente abaixo da linha central da guia de onda.

A amostra final aparece na figura 3.2. A última etapa é fazer a conexão entre a guia de onda e o conector SMA, o que é realizado através de solda por ultrassom (wirebonding) em um porta-amostra, o que será discutido nas seções seguintes.

3.2 Linhas de transmissão RF

No capítulo 2 vimos que a dinâmica de materiais magnéticos pode ser descrita pela equação de LLG com γ sendo a constante giromagnética do elétron no material. Para campos magnéticos moderados de laboratório ($\leq 2T$), o valor de $\frac{\gamma}{2\pi} = 28.024GHz/T$ desta constante para o elétron livre ($g = 2.00231$) determina a faixa de 1 – 40GHz para a frequência de ressonância dos elétrons que produzem o magnetismo do material ferromagnético de interesse nos experimentos neste estudo. Chamaremos essa faixa de interesse de radiofrequência (RF).

Segundo [58], o termo micro-ondas se refere a um sinal de corrente alternada com frequências entre 300MHz e 300GHz, que corresponde a um comprimento de onda $\lambda = \frac{c}{f}$ entre 1m e 1mm. Entretanto, construir um circuito que leve uma excitação de dezenas de Gigahertz a uma amostra é uma tarefa difícil justamente pelo comprimento de onda de centímetros ser comparável ao comprimento dos condutores em um experimento. Na prática, a corrente deixa de satisfazer as leis tradicionais de circuitos e passa a se comportar

como uma onda, com coeficientes de propagação e reflexão. Existe o ramo da engenharia de micro-ondas que trata desses circuitos, e, nesta seção, vamos discutir apenas algumas questões essenciais para os experimentos de RFM.

Um dos conceitos mais importantes para o experimento de RFM é o casamento da impedância em linhas de transmissão, que podem ser representadas esquematicamente por dois fios paralelos como na figura 3.3a, representando a necessidade de pelo menos dois condutores para a propagação dessas ondas eletromagnéticas. Uma parte infinitesimal Δz dessa linha é modelada com um circuito equivalente mostrado em 3.3b.

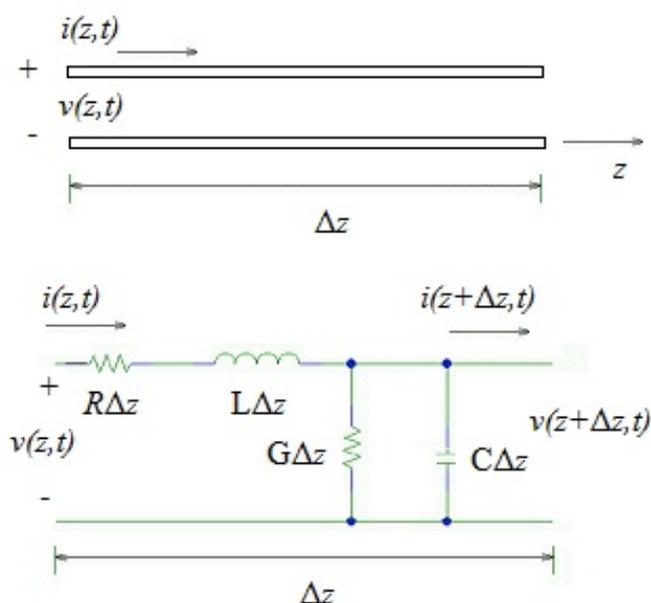


Figura 3.3: a) Modelo de condutores paralelos para uma linha de transmissão. b) Modelo de um comprimento infinitesimal da linha de transmissão.

As grandezas R e L representam, respectivamente, a resistência e a indutância em série por unidade de comprimento dos condutores envolvidos, em unidades de Ω/m e H/m . Já G e C representam a condutância e a capacitância do material dielétrico entre os condutores, com unidades S/m e F/m ¹. Se considerarmos uma excitação senoidal com frequência ω , podemos mostrar, utilizando as leis de Kirchhoff para tensão e corrente no diagrama da figura 2.11 b), que a tensão e corrente em uma posição arbitrária z

¹S e F são unidades de condutância e capacitância no SI Siemens e Faraday

satisfazem a equação de onda plana:

$$\begin{aligned} V(z) &= V_0^+ e^{-\delta z} + V_0^- e^{\delta z} \\ I(z) &= I_0^+ e^{-\delta z} + I_0^- e^{\delta z}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

com $\delta = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)}$. Isso mostra que a voltagem e corrente em uma linha de transmissão é uma superposição da onda propagante e da onda refletida.

A impedância característica Z_0 de uma linha de transmissão é definida como a proporção entre amplitude de voltagem e corrente $Z_0 = \frac{V_0^+}{I_0^+} = -\frac{V_0^-}{I_0^-}$, e novamente pelas leis de Kirchoff pode-se mostrar que:

$$Z_0 = \frac{R + i\omega L}{G + i\omega C} \quad (3.2)$$

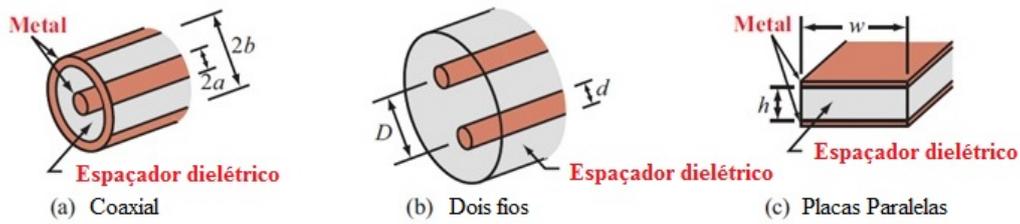
Mostramos em 3.2 uma figura com exemplos de linha de transmissão com parâmetros calculados em termos de suas distâncias geométricas. Utilizando essas equações, podemos calcular a impedância para distâncias específicas de condutores em cabos comerciais.

Agora vejamos o que acontece com uma linha de transmissão com impedância conhecida Z_0 e terminada em uma carga de impedância Z_L (figura 3.5).

No caso onde os condutores não têm perda ($R = 0$ e $G = 0$), pode-se mostrar que a voltagem e corrente em função de z são dadas por:

$$\begin{aligned} V(z) &= V_0^+ (e^{-i\beta z} + \Gamma e^{i\beta z}) \\ I(z) &= \frac{V_0^+}{Z_0} (e^{-i\beta z} - \Gamma e^{i\beta z}) \\ \beta &= \omega \sqrt{LC}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

e Γ é o coeficiente de reflexão da onda:



Parâmetro	Coaxial	Dois fios	Placas Paralelas
R'	$\frac{R_s}{2\pi} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$	$\frac{2R_s}{\pi d}$	$\frac{2R_s}{w}$
L'	$\frac{\mu}{2\pi} \ln(b/a)$	$\frac{\mu}{\pi} \ln \left[(D/d) + \sqrt{(D/d)^2 - 1} \right]$	$\frac{\mu h}{w}$
G'	$\frac{2\pi\sigma}{\ln(b/a)}$	$\frac{\pi\sigma}{\ln \left[(D/d) + \sqrt{(D/d)^2 - 1} \right]}$	$\frac{\sigma w}{h}$
C'	$\frac{2\pi\epsilon}{\ln(b/a)}$	$\frac{\pi\epsilon}{\ln \left[(D/d) + \sqrt{(D/d)^2 - 1} \right]}$	$\frac{\epsilon w}{h}$

Figura 3.4: Parâmetros para cálculo da impedância de linhas de transmissão em termos de algumas geometrias

$$\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (3.4)$$

A potência média ao longo da linha de transmissão é dada por:

$$P_{med} = \frac{1}{2} \text{Re}[V(z)I(z)^*] = \frac{1}{2} \frac{|V_0^+|^2}{Z_0} (1 - |\Gamma|^2) \quad (3.5)$$

Essa equação mostra que existe uma perda de potência quanto maior o coeficiente de refletividade, como deveríamos esperar. Esse é o caso que devemos lidar em um experimento de RFM, onde a impedância da amostra a ser inspecionada é, em geral, diferente da impedância dos cabos e gerador, padronizados a 50 Ohms ou 70 Ohms. Repare que se $Z_L = Z_0$, temos $\Gamma = 0$ com a potência transmitida máxima. Dizemos assim que as impedâncias estão casadas.

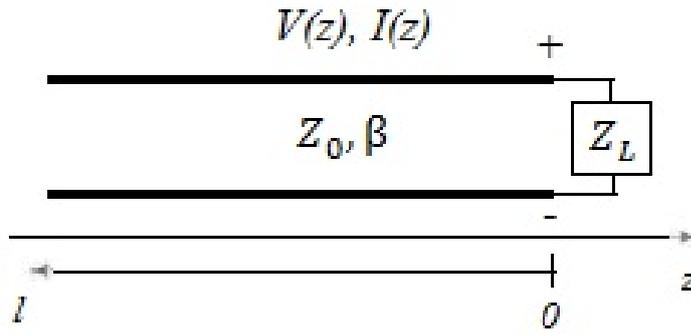


Figura 3.5: Esquema de uma linha de transmissão com impedância Z_0 terminada em uma carga Z_L

Um problema ainda maior para os experimentos de FMR é o aparecimento das ondas estacionárias quando não há casamento de impedância. A figura 3.6 ilustra três casos de perfis de voltagem ao longo da linha.

Usando a equação 3.1 que descreve a onda refletida e propagada, e escrevendo $\Gamma = |\Gamma|e^{-2\beta\theta}$ em coordenadas polares, fica clara a dependência periódica da tensão com o comprimento da linha de transmissão:

$$V(z) = V_0^+(e^{-i\beta z} + \Gamma e^{i(\theta-2\beta z)}) \quad (3.6)$$

O máximo de tensão acontece quando $e^{i(\theta-2\beta z)} = 1$, enquanto o mínimo $e^{i(\theta-2\beta z)} = -1$:

$$\begin{aligned} V_{max} &= |V_0^+|(1 + |\Gamma|) \\ V_{min} &= |V_0^+|(1 - |\Gamma|) \end{aligned} \quad (3.7)$$

A quantidade definida por:

$$ROE = \frac{V_{max}}{V_{min}} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (3.8)$$

é chamada de razão das ondas estacionárias (ROE), e é uma medida do descasamento da impedância da linha de transmissão, já que quanto maior $|\Gamma|$, maior o valor de ROE.

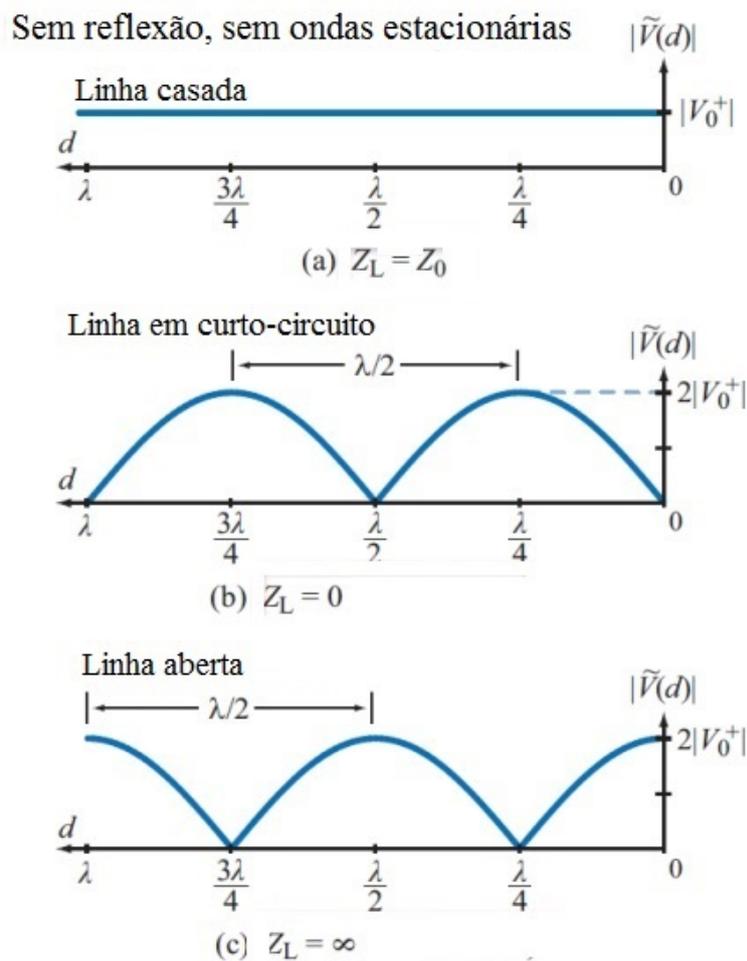


Figura 3.6: Perfis de intensidade de corrente ao longo da distância dos condutores para três casos: a) impedância casada; b) curto-circuito c) circuito aberto.

Logo, a diminuição de potência e ondas estacionárias são características que devemos evitar em um experimento de RFM; e o descasamento de impedância traz perfis de voltagem variáveis ao longo do circuito, que são dependentes tanto do comprimento do circuito quanto da frequência aplicada.

3.3 RFM detectada por absorção de micro-ondas

Na seção anterior, tratamos do problema do casamento da impedância e do aparecimento de ondas estacionárias no circuito RF. Veremos, nas próximas subseções, montagens

específicas desses circuitos que têm o objetivo de resolver ou contornar esses problemas. Antes de descrever circuitos específicos, vamos mostrar como associar o χ_{AC} a uma grandeza mensurável utilizada nesta seção, no caso, a absorção de corrente RF [13].

Uma onda eletromagnética irá se propagar pela guia de onda RF segundo as equações de Maxwell:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} & \nabla \cdot \mathbf{D} &= 4\pi \rho \end{aligned} \quad (3.9)$$

Assim como fizemos no capítulo 2, podemos escrever os campos como somas de componentes DC, representados por letras maiúsculas, e componentes AC, com letras minúsculas. Com o objetivo de derivar a potência gerada pela propagação dessa onda, escrevemos as equações rotacionais de Maxwell apenas para os campos AC, usando soluções de ondas planas com vetor de propagação igual a k_0 :

$$\begin{aligned} \nabla \times e + ik_0 b &= 0 \\ \nabla \times h - ik_0 d &= \frac{4\pi}{c} j \end{aligned} \quad (3.10)$$

Na aproximação linear, a indução magnética AC vale $b = \mu_{AC} h$ e a indução elétrica $d = \epsilon e$, com μ e ϵ sendo a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica, respectivamente. Fazendo essas substituições, multiplicando a primeira equação por h^* , o complexo conjugado da segunda por $-e$ e somando as equações, temos:

$$\frac{c}{4\pi} \nabla \cdot (e \times h^*) + \frac{i\omega}{4\pi} (h^* \mu h - e + ik_0 e \epsilon e^*) + e j^* = 0 \quad (3.11)$$

A parte real desta equação é uma relação de balanço de densidade de energia da onda

eletromagnética, que podemos separar em termos da seguinte maneira:

$$\nabla \cdot \Pi + P_m + P_e = 0 \quad (3.12)$$

com Π sendo o vetor de Poynting, P_m representando as perdas magnéticas e P_e as perdas elétricas. Em termos dos campos aplicados, temos:

$$\begin{aligned} \Pi &= \frac{c}{8\pi} \text{Re}(e \times h^*) \\ P_m &= -\frac{\omega}{8\pi} \text{Im}(h^* \mu h) \\ P_e &= \frac{1}{2} \text{Re}(ej^*) \end{aligned} \quad (3.13)$$

Lembrando que o tensor permeabilidade e susceptibilidade se relacionam por $\mu = I + \chi_{AC}$, a equação 3.13 relaciona diretamente a potência dissipada de uma onda eletromagnética que passa por um material à susceptibilidade χ_{AC} .

Ressonância ferromagnética por cavidade

A primeira ideia implementada nos anos 1940 para gerar campos magnéticos na faixa RF foi colocar a amostra em uma cavidade ressonante. Por meio de um parafuso, pode-se sintonizar a impedância da cavidade com a do circuito, de modo a evitar os problemas de descasamento de impedância descritos anteriormente.

Na figura 3.7 podemos identificar os elementos básicos do experimento com um eletroímã e geradores de RF. No detalhe estão as guias de onda retangulares e a cavidade ressonante na ponta, onde são inseridas as amostras.

A figura 3.8 mostra o esquema dos circuitos integrantes. Os quatro componentes principais do circuito de micro-ondas (pontilhado) são:

- o gerador de frequência fixa, comumente nas bandas X(9.8GHz), K(24GHz) e Q(40GHz);

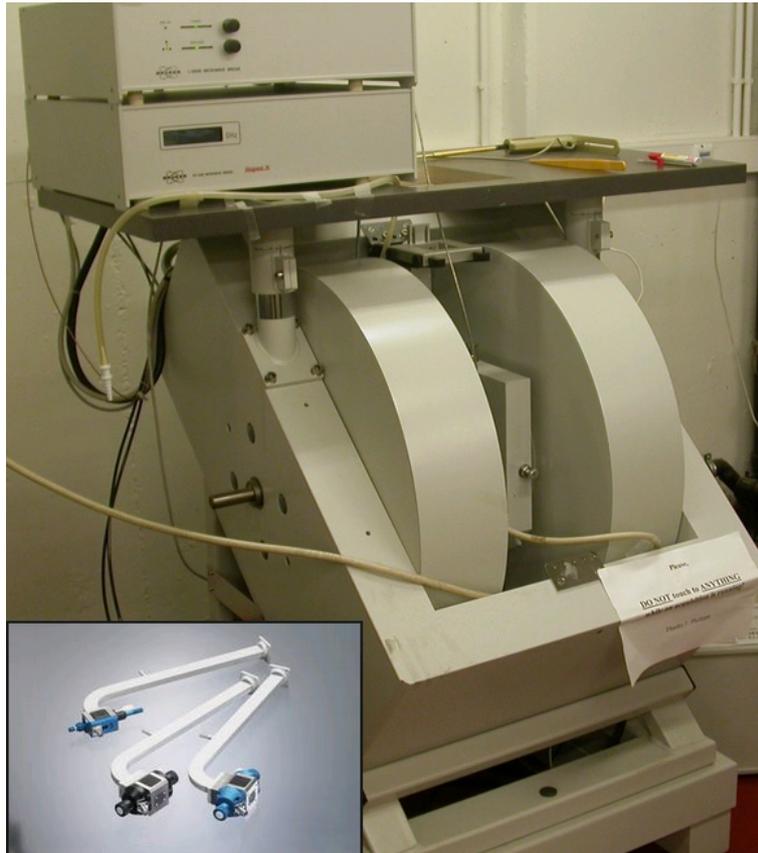


Figura 3.7: Foto de um experimento de RFM em cavidade comercial com os geradores de corrente RF no topo da figura e o eletroímã no centro. No detalhe embaixo estão guias de onda com cavidades ressonantes na ponta, onde são colocadas as amostras. Esse conjunto é inserido no vão do eletroímã durante o experimento. [retirado do sítio eletrônico da empresa Bruker]

- um circulador - dispositivo de 3 portas que direciona a corrente. A corrente que chega na porta 1 vai apenas para a porta 2, chegando na porta 2 vai apenas para a porta 3, e chegando em 3 a corrente é direcionada para a porta 1;
- uma cavidade ressonante, com as dimensões específicas para as frequências do gerador;
- um diodo retificador, utilizado para transformar a corrente RF em uma corrente DC.

Assim, a corrente de micro-ondas sai do gerador, entra pela porta 1 do circulador e sai em direção à cavidade pela porta 2. A cavidade é projetada e ajustada para absorver toda

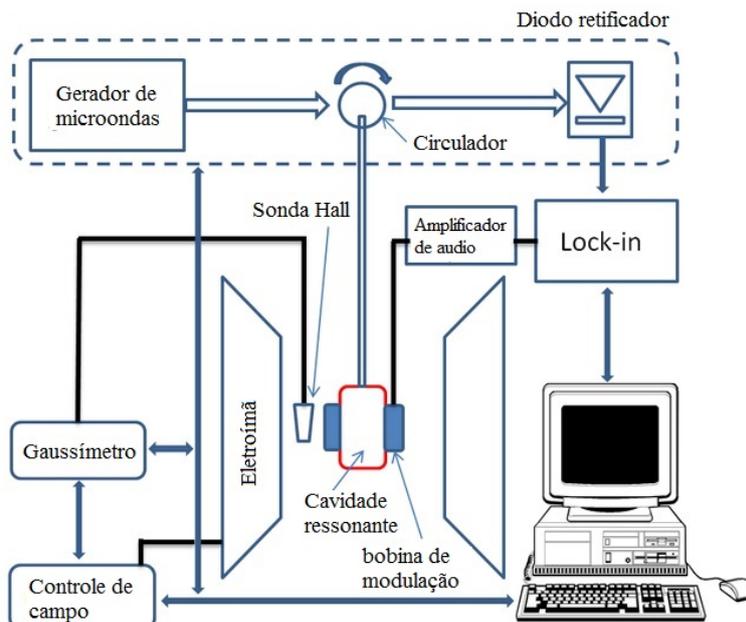


Figura 3.8: Desenho esquemático do experimento de RFM em cavidade ressonante com modulação por campo magnético e detecção lock-in. [59]

a radiação de micro-ondas através de um casamento perfeito de impedância. Os campos elétrico e magnético são conhecidos no interior da cavidade, como mostrados na figura 3.9.

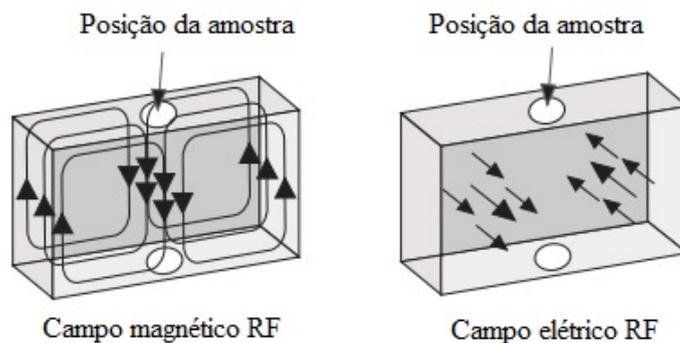


Figura 3.9: Vetores representativos dos campos magnético, à esquerda, e elétrico à direita em uma cavidade ressonante. A amostra é inserida no centro da cavidade e é suposta pequena o suficiente para que o campo elétrico seja zero. [59]

Como vimos anteriormente, a potência de onda absorvida pela amostra é dada pela equação 3.11 e, com a impedância da cavidade casada com o circuito, não existirá onda refletida, impondo que o diodo marque zero de voltagem. Entretanto, na ressonância, o

fator P_m , e apenas ele, irá mudar por causa do termo ligado à susceptibilidade magnética, acompanhado da mudança da impedância da cavidade que irá gerar uma onda refletida. Essa entra pela porta 2 do circulador e é direcionada ao diodo pela porta 3, onde medimos uma voltagem proporcional a χ_{AC} . Além do circuito RF mostrado na figura 3.8, podemos ver também à esquerda o circuito para detecção do campo magnético, composto pela sonda Hall, gaussímetro e gerador do eletroímã e, à direita, o circuito de modulação para detecção com amplificador lock-in, da qual falaremos mais na seção 3.5.

Experimentos banda larga

A maior restrição dos experimentos de RFM em cavidade é a frequência fixa de excitação de micro-ondas. A relação de Kittel, por exemplo, determina a relação entre frequência de ressonância e campo (f vs H). Por isso, seria natural investigarmos a posição da ressonância em várias frequências, com o objetivo de entender possíveis anisotropias magnéticas no material. Outra questão mais recente é a necessidade de medirmos ressonância ferromagnética em ferromagnetos não saturados, onde o ideal é variarmos a frequência em uma medida e não o campo, já que mudanças de campo distorcem a configuração magnética a ser estudada.

A solução encontrada mais recentemente para o problema envolve posicionar a amostra ao longo de uma linha de transmissão com grande largura de banda, como, por exemplo, guias de onda retangulares ou guias de onda microstrip. No nosso caso, utilizaremos a guia de onda coplanar com aterramento da figura 3.10. Em a) aparece um esquema da amostra sobre uma guia de onda com seus principais parâmetros geométricos: a largura da linha central w ; a distância entre os aterramentos b ; a largura da linha de ar entre aterramento e sinal $\frac{b-w}{2}$; e a altura h do dielétrico. b) mostra as linhas de campo magnético causado pela propagação de corrente RF. Uma visão geral do porta-amostra utilizado nos experimentos banda larga desse estudo aparece em c), enquanto d) mostra detalhes da solda da guia de onda com o conector tipo-K na base. A montagem de porta-amostras

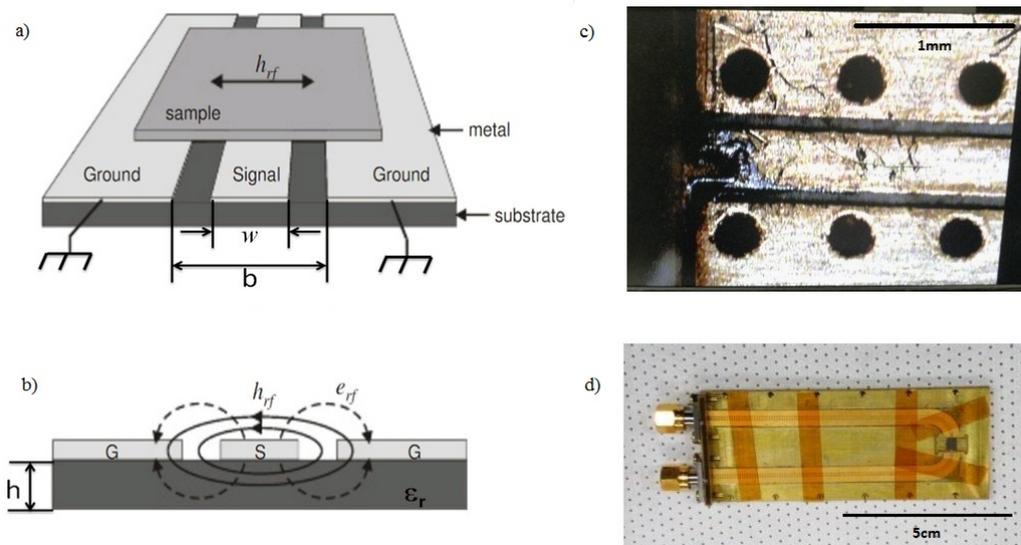


Figura 3.10: a) esquema da guia de onda coplanar com a amostra a ser estudada posicionada para aferição. b) campos magnéticos atuantes na guia de onda. c) visão geral do porta-amostra com guias de onda já soldadas. d) aparece o detalhe da solda da guia de onda no conector tipo-K.

deste tipo é descrito extensivamente na seção 5.2 de [60].

A figura 3.11 a) mostra a foto do experimento de RFM banda larga, em modo reflexão, utilizado para obter resultados do Capítulo 4. Observe que poderíamos modificar o experimento para medir ondas absorvidas também, retirando o curto-circuito na extremidade do porta-amostra e ligando um segundo diodo retificador e um segundo amplificador lock-in (ver 3.11 b)). Tanto o sinal absorvido quanto o sinal refletido devem representar a variação de potência absorvida pela amostra, nos mesmos termos do que foi apresentado para o caso de absorção da cavidade (eq.3.21), e, portanto, proporcionais a χ_{AC} . O esquema simplificado do circuito utilizado aparece em 3.12 a), enquanto em b) mostramos o sinal de um filme de CoFeB em um experimento utilizando essa configuração, aplicando sucessivas frequências fixas (seção 4.1). Apesar dos muitos cuidados tomados na preparação do porta-amostra, as medidas mostram que o circuito banda larga nessa faixa de frequência apresenta oscilações de potência decorrentes do descasamento de impedância. Mostram também que existem mudanças na simetria do sinal em algumas frequências específicas

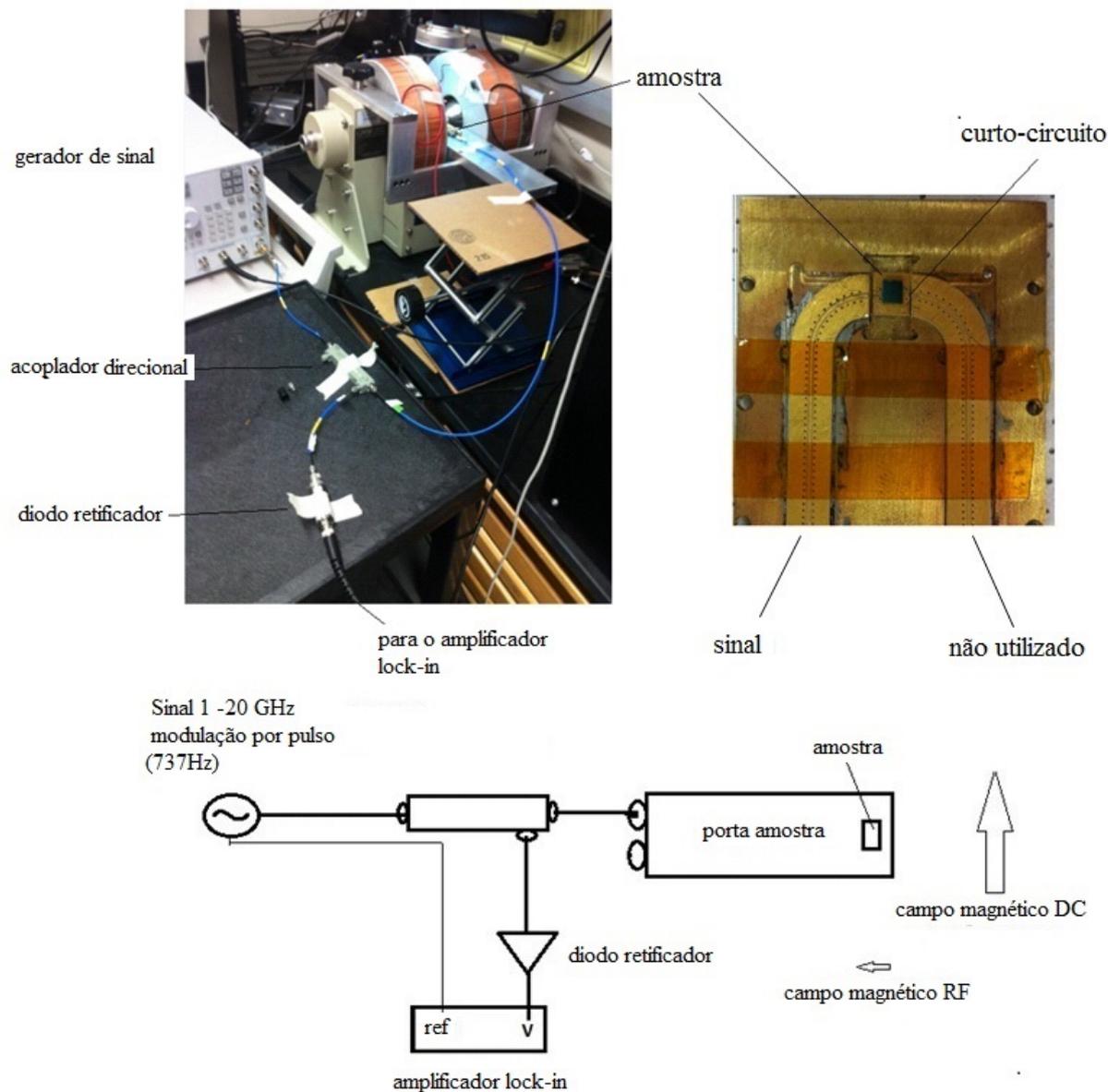


Figura 3.11: a) foto do experimento de RFM banda larga utilizada para obter os resultados da seção 4.1. b) detalhe do posicionamento da amostra na guia de onda. c) esquema do circuito utilizado no experimento. [Universidade da Califórnia - Irvine (UCI)]

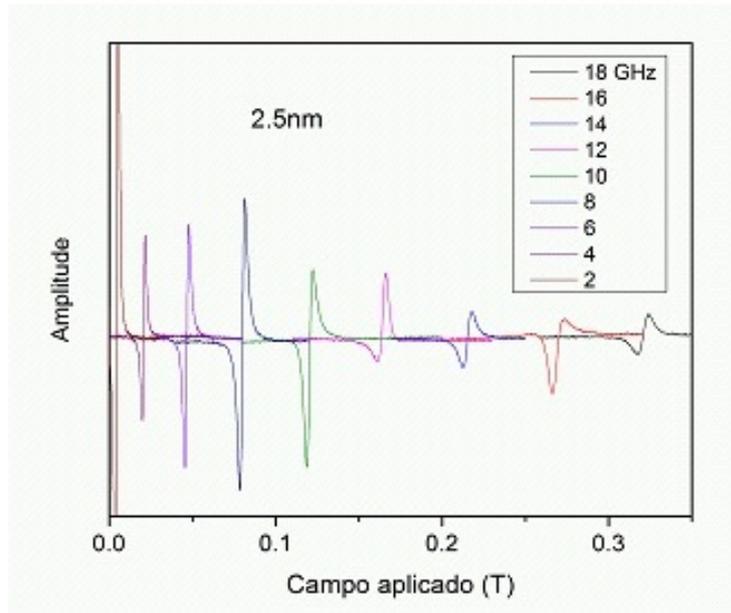


Figura 3.12: Exemplos de sinais de RFM medidos em várias frequências fixas.

(12 e 16GHz), o que pode estar relacionado ao contato elétrico do filme com a guia de onda durante a medida, gerando campos elétricos espúrios e campos magnéticos de alta frequência em outras direções. Entretanto, em uma aproximação linear onde seja válido o ajuste dessas curvas por curvas lorentzianas simétricas e antissimétricas (Capítulo 2), a amplitude e direção da excitação magnética RF não é relevante para a determinação da anisotropia e do amortecimento, e os parâmetros H_0 e ΔH podem ser extraídos diretamente de um ajuste dos dados da equação 3.14.

$$V = C1 \times \frac{1}{1 + \frac{(H-H_0)^2}{(\Delta H)^2}} + C2 \times \frac{\frac{H-H_0}{\Delta H}}{1 + \frac{(H-H_0)^2}{(\Delta H)^2}}, \quad (3.14)$$

onde V é o sinal do amplificador lock-in.

Os resultados desta análise serão discutidos em casos específicos nas seções 4.1 para filmes de CoFeB, e 5.1 para filmes de permalloy.

3.4 RFM detectada por variações de voltagem DC

Nesta seção descreveremos os experimentos de RFM baseados em fenômenos magnetorresistivos utilizados para obter os resultados discutidos nas seções 3.2 e 4.2. A conexão entre a susceptibilidade magnética AC e as variações de voltagem causadas por MRT e MRA foram descritas respectivamente nas seções 2.7 e 2.8. Em seguida, focaremos nos circuitos utilizados nesse caso.

RFM e magnetorresistência túnel

As junções magnéticas túnel (seção 2.6) utilizadas para as medidas foram feitas na empresa alemã Singulus, organizadas em diversas bolachas de 6 polegadas de silício com nanopilares distribuídos em colunas e linhas ao longo das quais determinadas características de espessura das camadas e geometria são variadas. Esses wafers pertencem a uma colaboração contendo pelo menos três universidades americanas, para onde são mandados, para inspeção, pedaços retangulares ($8\text{cm} \times 4\text{cm}$) clivados do original, com cada retângulo contendo aproximadamente 200 nanopilares.

A medida elétrica nesses nanopilares é feita usualmente através de sondas RF, onde o contato elétrico é feito através de um microposicionador XYZ e um microscópio óptico em 'pads' na amostra produzidos previamente. Os contatos são feitos de modo que as JMT possam ser medidas em diferentes ângulos em relação à sonda (e ao campo magnético), sendo possível uma medida a 90 graus usando apenas um terra localizado acima do contato do sinal (ver figura 3.13 c)).

A sonda utilizada tem $50\mu\text{m}$ de distância entre o terra e o sinal, conectada a um gerador de sinal analógico da Agilent, modelo E8257D PSG através de um cabo SMA de 50Ohms de impedância, que sai do posicionador e passa por um T-BIAS. Este último componente é um dispositivo de 3 portas que separa o circuito em AC, DC e ACDC, para que possamos medir a parte DC do sinal gerado pela amostra (equações 2.51 e 2.59) e, ao mesmo tempo, aplicar a corrente AC do gerador. O esquema da medida aparece na

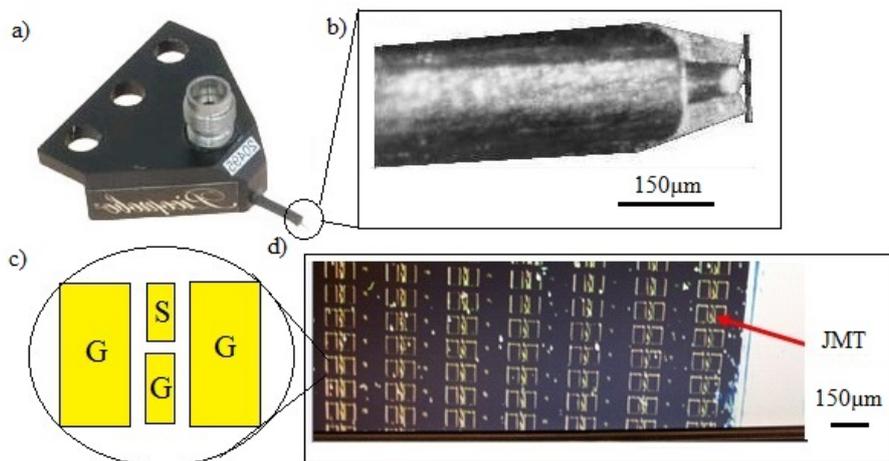


Figura 3.13: a) peça de contato da sonda RF utilizada na medida. b) zoom da ponta utilizada para contato na JMT. c) zoom das superfícies de contato litografadas no topo da JMT. d) imagem de um conjunto de JMT obtida com microscópio óptico. [UCI]

figura 3.14, mostrando também o circuito de referência para detecção lock-in feita através de pulsos de amplitude aplicados pelo gerador de sinal. Trataremos da detecção lock-in na seção 3.5.

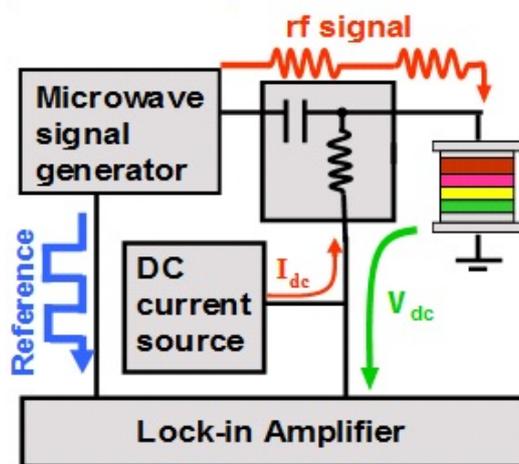


Figura 3.14: Esquema do circuito utilizado para a medida de ressonância ferromagnética em uma junção magnética túnel, utilizando as variações de magnetorresistência túnel do dispositivo [13].

Conforme comentamos na seção 2.6, as diversas camadas magnéticas de uma JTM são muito sensíveis a variações de campo magnético. Sendo assim, existe uma pequena faixa de campo aplicado onde elas podem ser investigadas, considerando ainda as camadas do

antiferromagneto sintético como fixas. Assim, é interessante fixar um estado de campo e variar a frequência da excitação RF - ao contrário do que é tradicionalmente feito em experimentos em cavidade e guias de onda em filmes finos. Lembramos que essas JMT, em particular, têm resistência na faixa de $1k\Omega$ e que estão diretamente conectadas ao circuito de micro-ondas e sujeitas aos problemas de descasamento de impedância comentados na seção 3.2. Juntando com o fato de variarmos a frequência, a tarefa de encontrar a corrente AC que passa pelo nanopilar, e assim obter informações sobre amplitudes diretamente da equação 2.51, é não trivial. Devem ser seguidos procedimentos de calibração, descritos em [61], que envolve compensar as oscilações de amplitude do circuito RF através da mudança de potência do gerador de sinal para cada frequência aplicada, produzindo assim um fundo de medida plano.

Os assuntos abordados nesta tese não incluem análise de amplitudes, mas apenas larguras de linha e posição de ressonância. Nesse caso, não faremos calibração, e veremos como podemos melhorar muito a relação sinal-ruído dessas medidas através de uma detecção lock-in por modulação de campo magnético.

RFM e magnetorresistência anisotrópica

Conforme foi descrito na seção 2.8, um material ferromagnético em ressonância gera uma voltagem DC, chamada voltagem retificada, através de sua magnetorresistência anisotrópica e a lei de Ohm (equação 2.59). Uma maneira direta de medir este efeito é através da colocação de contatos elétricos em filmes ferromagnéticos de permalloy em cavidades ressonantes, como feito em [47]. Aqui seguiremos [62], onde a amostra é preparada de forma que a corrente de excitação RF passe através dela. Assim teremos excitações induzidas pelo spintorque do EHS e campo magnético (seção 2.7).

As amostras utilizadas foram produzidas como descrito na seção 3.1, em forma de tiras de $10\mu m$ de largura e $5mm$ de comprimento, compostas por uma bicamada Py(10nm)/Pt(7nm). Uma guia de onda de ouro com uma interrupção na linha central (sinal) de $60\mu m$ foi

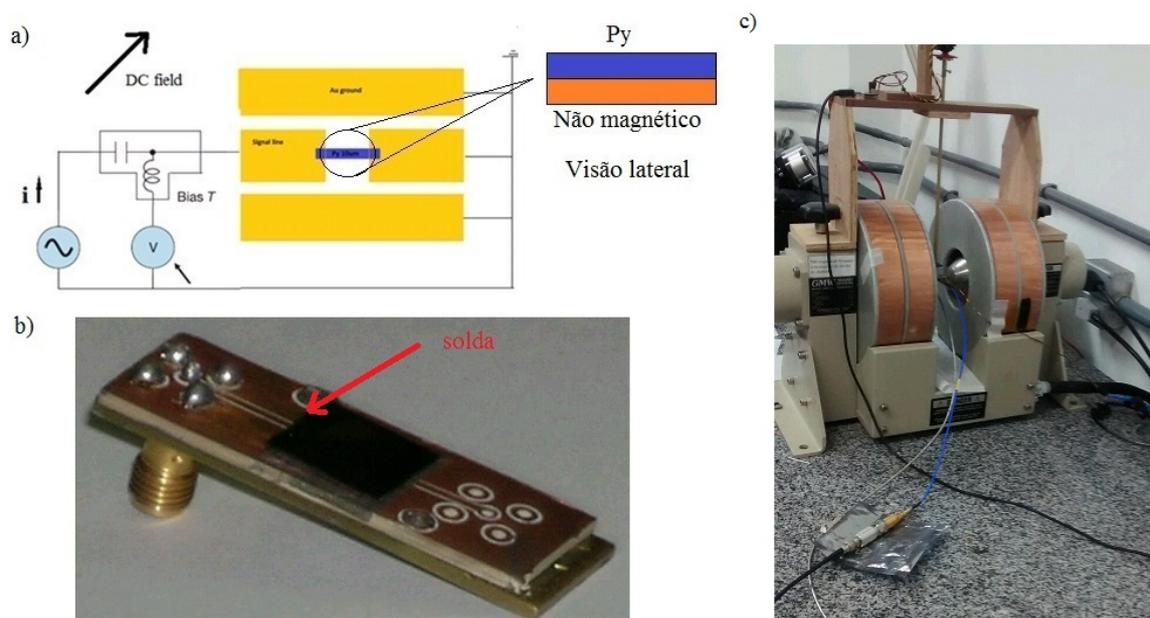


Figura 3.15: a) esquema do circuito utilizado para o experimento de ressonância ferromagnética baseado em magnetoresistência anisotrópica. b) foto da amostra posicionada no porta-amostra com contatos feitos com wirebonding. c) foto do experimento de RFM baseado em magnetoresistência anisotrópica. [CBPF]

colocada sobre a tira. Isso define um retângulo de $10 \times 60\mu\text{m}$, do qual temos o sinal magnetorresistivo (figura 3.15a). A guia é soldada a um conector SMA, e os contatos entre a guia e a amostra são feitos por soldagem de fios de ouro utilizando ultrassom (ver figura 3.15 b)).

O esquema do circuito é então idêntico ao caso dos nanopilares, utilizando um T-BIAS para aplicar correntes AC com um gerador de sinal por um lado e aplicar e medir correntes DC por outro. Na seção 4.2.2 discutimos os resultados das medidas de ressonância realizadas nessa configuração.

3.5 Detecção e Modulação

Os métodos experimentais descritos anteriormente, com exceção da cavidade ressonante, são métodos banda larga e podem ser utilizados de duas maneiras em princípio equivalentes: fixando a frequência e variando o campo magnético, ou o contrário, fixando

o campo magnético e variando a frequência. A primeira forma é a mais tradicional, pois vimos na seção 3.2 os problemas associados a circuitos RF e a variação da amplitude da excitação com a frequência. Já a segunda forma é necessária, por exemplo, no caso das JMT, onde não queremos variações no campo durante a medida que possam influenciar as camadas fixas do dispositivo. Em princípio, as duas formas são equivalentes, pois dadas a frequência de ressonância ω_0 e a largura de linha $\Delta\omega$ obtidas por uma medida variando a frequência, podemos obter o campo de ressonância H_0 através da relação de dispersão 2.19 e a largura de linha em campo ΔH através da derivada $\Delta H = \frac{dH}{d\omega} \Delta\omega$.

Nessa seção vamos determinar as funções utilizadas para ajustes das curvas, levando em consideração a detecção por amplificador lock-in com modulação da amplitude do sinal e do campo magnético DC aplicado tanto com a frequência fixa quanto com o campo fixo.

Frequência fixa

Devido à necessidade de extrair sinais pequenos em experimentos de ressonância, tornou-se padrão a detecção com amplificador lock-in baseada na comparação entre um sinal de referência e o sinal da amostra, com o objetivo de filtrar ruídos experimentais. O sinal medido pelo lock-in V_{DC} é uma voltagem DC calculada pela média do produto integrado no tempo entre o sinal de amostra e o sinal de referência, que no caso senoidal pode ser escrito como:

$$V_{DC} = |V_{out}(t)| = \left| \frac{1}{T} \int_{t-T}^t V_L \sin[2\pi f_{ref} \cdot s] V_{in}(s) ds \right|, \quad (3.15)$$

onde T , f_{ref} e V_L são o tempo de integração, a frequência de modulação e a amplitude do sinal de referência, respectivamente.

Nas seções anteriores fizemos um esforço para relacionar a susceptibilidade magnética AC de um material com a voltagem, de origem retificada ou magnetorresistiva, medida por um amplificador lock-in. Como vimos, o sinal medido depende de cada sistema em específico, variando conforme os termos de energia, modificações na equação de movi-

mento (LLG) ou mesmo com a direção dos campos AC e DC, gerando quatro (no caso bigirotrópico) ou mais funções independentes nas partes real e imaginária dos elementos do tensor susceptibilidade. De uma forma geral, mantendo uma aproximação linear, podemos reduzir o número dessas funções para dois, pois temos curvas de ressonância simétricas e antissimétricas muito semelhantes entre si como soluções - que, por sua vez, podem ser aproximadas por curvas lorentzianas (equação 2.10).

Existem dois tipos de modulação comumente usados em experimentos de ressonância ferromagnética: a modulação por amplitude de sinal e por campo magnético. Os geradores RF, em geral, têm a opção de modulação por amplitude. Isto significa que a excitação em alta frequência será mandada como uma onda senoidal de frequência ajustável na faixa de kHz, e que esse sinal pode ser conectado à entrada de referência do lock-in por meio de uma saída analógica, estabelecendo a referência para integração. Neste caso, V_{in} depende do tempo através da amplitude somente, a integração é trivial e os sinais de entrada e saída são proporcionais $V_{in} \propto V_{out}$. Na modulação por campo magnético, por outro lado, teremos uma dependência do campo com o tempo $H(t) = H_{DC} + H_{mod}\cos(\omega_{mod}t)$, tornando a integral complicada. Porém, uma pequena variação AC em torno de cada campo na curva de absorção é intuitivamente o mesmo que medir a inclinação desta. De fato, começando com uma curva lorentziana simétrica, e calculando numericamente a integral em 3.15 para cada campo, produzimos uma curva antissimétrica que pode ser ajustada com a derivada de uma curva lorentziana, mantendo os valores de largura de linha e posição da ressonância originais praticamente inalterados. Escrevendo $S(H) = \frac{1}{1+(H-H_0)^2/(\Delta H)^2}$ e $A(H) = \frac{(H-H_{res})/\Delta H}{1+(H-H_0)^2/(\Delta H)^2}$ as lorentzianas simétricas e antissimétricas, e um sinal de entrada $V_{in} = V_s S(H) + V_a A(H)$, o sinal medido pelo lock-in V_{out} com amplitude de modulação H_m será:

$$V_{out} = H_m \frac{dV_{in}(H)}{dH} = H_m \frac{1}{\Delta H} (2V_s S(H)A(H) + V_a [A^2(H) - S^2(H)]) \quad (3.16)$$

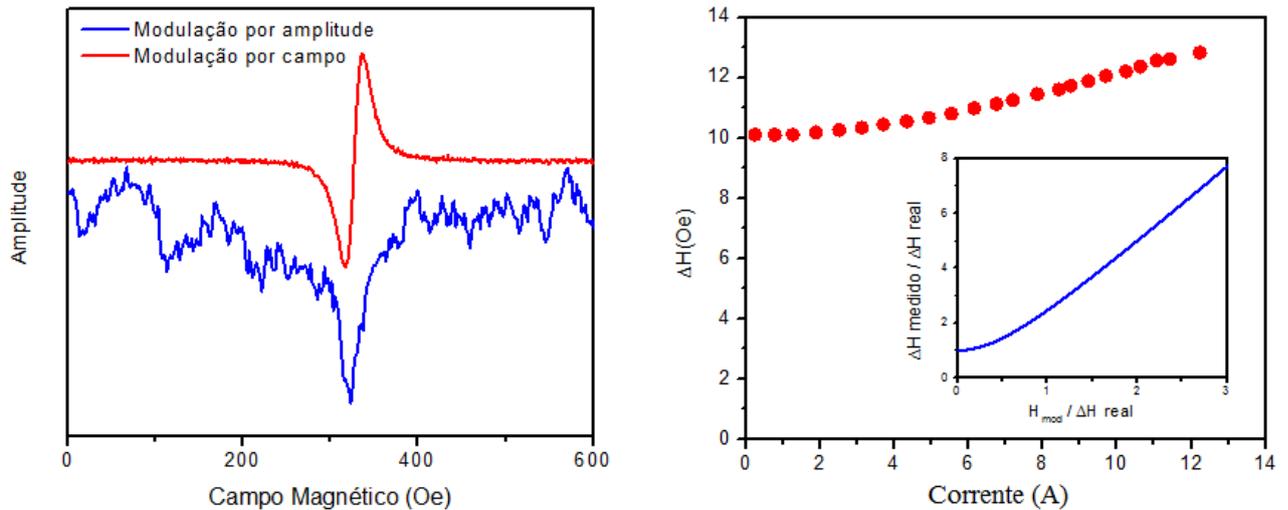


Figura 3.16: a) Comparação entre sinais obtidos com modulação por amplitude (azul - V_{in}) e por campo magnético (vermelho - V_{out}) em medidas subsequentes na mesma amostra. b) Alargamento da largura de linha devido ao campo de modulação. A corrente no eixo x é proporcional ao campo AC na amostra. No detalhe aparece uma simulação calculada utilizando 3.15. O subscripto real se refere ao sinal V_{in} , enquanto que medido se refere ao obtido usando V_{out}

Apesar da necessidade dessa análise extra, a modulação por campo é o padrão utilizado em medidas de ressonância por absorção. O motivo pode ser visto na comparação de resultados mostrados na figura 3.16 a), obtidos no mesmo sistema de ressonância banda larga (seção 3.3) e mesma amostra de CoFeB fixando 5GHz, mudando apenas a forma de modulação de amplitude para campo.

A melhora dramática no sinal de ressonância na modulação por campo ocorre provavelmente pela exclusão de ruídos no circuito RF, que aparecem na modulação por amplitude na forma de ruído de fundo. O contraponto é a mudança na forma do sinal e distorções na largura de linha causada por modulação com amplitudes muito altas. A figura 3.16 b) mostra dados experimentais do aumento artificial da largura de linha causado pela amplitude do campo de modulação. No caso das cavidades, o campo é gerado por uma bobina de Helmholtz acoplada à cavidade; enquanto no experimento banda larga utilizado, o campo de modulação é produzido por um fio de cobre colocado sobre a amostra a uma determinada distância. Em ambos os casos, pode ser calculado diretamente pela

lei de Biot-Savart.

A seguir investigamos o efeito do campo de modulação aplicado nos parâmetros obtidos por V_{out} em comparação a parâmetros originais V_{in} usando simulações numéricas com a equação 3.15. Fixando valores próximos aos experimentais para Permalloy nos parâmetros das lorentzianas em V_{in} , e variando a amplitude do campo de modulação, utilizamos V_{out} para ajustar as curvas calculadas numericamente. Verificamos que os parâmetros ajustados coincidem com os da curva original V_{int} , com o valor muito próximo mesmo para campos altos de modulação, exceto no caso da largura de linha. A figura no detalhe de 3.16 b) mostra a variação da razão entre a largura de linha ajustada de V_{out} e a largura de linha imposta originalmente V_{in} vs. amplitude do campo de modulação aplicado H_{mod} (normalizado pela largura de linha V_{in}). Podemos observar grandes variações (artefatos de modulação²) para modulação alta. A figura 3.16 principal mostra uma medida experimental em um filme de CoFeB, com eixo x representando a corrente aplicada proporcional ao campo de modulação. Mesmo não sabendo a distância precisa para calcular o campo, podemos comparar a curva experimental com a simulação como figura de mérito para este fim. Assim podemos medir em altos campos de modulação com o objetivo de extrair sinais pequenos e subtrair os efeitos do artefato de modulação. No nosso caso, o campo de modulação está sempre em baixo regime e as calibrações feitas trouxeram correções muito pequenas comparado com o erro experimental.

Campo magnético fixo

A análise para campo magnético fixo é semelhante ao caso anterior [63]. As funções derivadas através da aproximação linear para as várias possibilidades de ressonância ferromagnética vistas anteriormente também podem ser sumarizadas em duas curvas lorentzianas, uma simétrica e outra antissimétrica, agora descritas no domínio da frequência:

$$S(\omega) = \frac{1}{1+(\omega-\omega_0)^2/(\Delta\omega)^2} \text{ e } A(\omega) = \frac{(\omega-\omega_0)/\Delta\omega}{1+(\omega-\omega_0)^2/(\Delta\omega)^2}. \text{ Essas funções são utilizadas normal-}$$

²Overmodulation.

mente em ajustes de dados obtidos com detecção lock-in com modulação por amplitude, como visto em diversos experimentos de ressonância ferromagnética magnetorresistiva recentes [64][65][66], com interpretação da simetria feita de acordo com o experimento.

De fato, podemos utilizar as vantagens oferecidas pela modulação de campo também em medidas variando a frequência. Deve-se ter o cuidado de calcular novamente a derivada na voltagem de entrada $V_{in} = V_s S(\omega) + V_a A(\omega)$, utilizando agora a regra da cadeia para levar em consideração a dependência da frequência e da largura de linha com o campo. Assim, a função para ajuste nesse caso é:

$$\begin{aligned}
 V_{out} = H_m \frac{dV_{in}(\omega)}{dH} = H_m \left[\frac{dV_s}{dH} S(\omega) + \frac{dV_a}{dH} A(\omega) \right. \\
 \left. + \frac{1}{d\omega} \frac{d(d\omega)}{dH} (2V_s A^2(\omega) + V_a [2A^3(\omega)/S(\omega) - A(\omega)]) \right. \\
 \left. + \frac{1}{d\omega} \frac{d\omega_0}{dH} (2V_s S(H) A(H) + V_a [A^2(H) - S^2(H)]) \right] \quad (3.17)
 \end{aligned}$$

Para frequências e larguras de linha não muito baixas, o último termo, análogo ao utili-

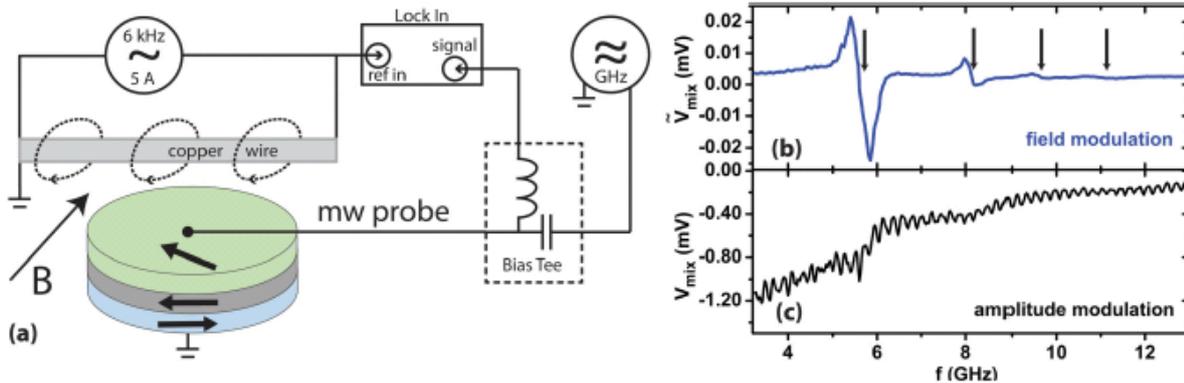


Figura 3.17: a) esquema do experimento de ressonância ferromagnética utilizando detecção lock-in com modulação por campo magnético. Comparação de sinais de ressonância ferromagnética na mesma JMT em medidas consecutivas, utilizando b) modulação por campo c) modulação por amplitude.

zado com frequência fixa, é o dominante e podemos utilizá-lo como aproximação.

O circuito experimental é mostrado na figura 3.17 a), onde utilizamos um fio de cobre

para gerar o campo AC de modulação em uma medida magnetorresistiva como descrita na seção 3.4. Novamente, as complicações e aproximações incluídas na análise são compensadas ao compararmos sinais de ressonância de uma JMT (CoFeB) medida consecutivamente utilizando modulação por campo (3.17 b)) e modulação por amplitude de sinal (3.17 c)). Repare que a modulação por campo exclui as ondas estacionárias produzidas por reflexões no circuito RF e as variações do ruído de fundo, além de podermos ver outros sinais antes escondidos pela pior relação sinal-ruído. Na seção 5.1 discutiremos a física associada a estes novos sinais encontrados.

Capítulo 4

Resultados e Discussão

Neste capítulo aplicamos os conhecimentos teórico e experimental descritos nos capítulos anteriores em sistemas de interesse: CoFeB/MgO e Py/Cu/Pt. Na seção 4.1, primeiramente estudamos filmes finos de CoFeB, discutindo a anisotropia magnética uniaxial para fora do plano em diferentes espessuras, e o espalhamento de 2-mágnons que aparece na transição de magnetização no plano para fora do plano. A seguir, mostramos resultados para JMTs elípticas com camada livre também de CoFeB e, com a ajuda da técnica de modulação por campo e simulação micromagnética, discutimos modos de ressonância não uniformes, espalhamento de 3-mágnons e aplicação de spintorque DC nesse sistema. Essa parte da tese foi desenvolvida na Universidade da Califórnia - Irvine.

Em 4.2 mudamos o tema para o EHS e investigamos multicamadas Permalloy/Cu/Pt. Em filmes finos, variamos a camada intermediária de cobre e discutimos a interação do bombeamento de spin com o efeito de proximidade da platina, utilizando também resultados de dicroísmo magnético do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron. A seguir mostramos resultados para microtiras fabricadas para medidas magnetorresistivas e discutimos a interação do EHS com a dinâmica do Permalloy, além de determinar o ângulo Hall de spin e comprimento de difusão da platina. Esta segunda parte foi desenvolvida no CBPF, tanto na preparação de amostras quanto nas medidas de RFM.

Em todos os casos utilizamos a detecção com amplificador lock-in com modulação

por campo. Como dito anteriormente, não fizemos calibrações e análise de amplitude dos sinais, apenas nos restringindo a analisar as posições da ressonância e as larguras de linha. Portanto, foram feitos ajustes para todos os sinais de ressonância, utilizando as equações 3.16 e 3.17, dependendo se a medida foi feita com campo fixo ou frequência fixa, respectivamente.

4.1 Multicamadas CoFeB/MgO

As multicamadas CoFeB/MgO foram extensivamente estudadas, e as estequiometrias da liga de $Co_xFe_yB_z$, espessuras das camadas e geometria podem ser otimizadas para várias aplicações, como as memórias magnéticas [67], sensores magnéticos [67] [25] e osciladores de spintorque [68][69]. Um interesse tecnológico específico em memórias magnéticas é a vantagem energética trazida por camadas de CoFeB ultrafinas, que podem ter magnetização de equilíbrio para fora do plano por causa de um efeito de superfície - esta podendo, inclusive, ser controlada através de campo elétrico externo [70][71][72]. A dinâmica de 'flip' nessas memórias também é de interesse por motivos de eficiência, e espalhamentos extrínsecos (não-Gilbert) estão sendo discutidos na literatura, como o espalhamento de 2-mágnons e 3-mágnons [73][74][75][76][77].

4.1.1 Filmes finos

As amostras utilizadas nessa seção foram filmes finos de MgO/CoFeB(t)/Ta com $t = 2.5, 2.0, 1.3, 1.2, 1.1, 1.0, 0.9$ e $0.8nm$, com o método de RFM banda larga descrito na seção 3.3.

Anisotropia Perpendicular

Utilizando a equação (2.14), podemos extrair a posição da ressonância H_0 dos espectros medidos nos filmes de MgO/CoFeB(t)/Ta. A figura 4.1 a) mostra as curvas de

dispersão para um experimento tipo banda larga com frequência fixa e campo aplicado no plano do filme para seis diferentes espessuras de CoFeB. Comparando as curvas com a relação de Kittel para essa geometria [13], fica claro que existe uma transição na direção da magnetização por volta da amostra com 1.3nm de espessura, onde a dispersão é característica de um material isotrópico. A figura 4.1 b) mostra um espectro da amostra com 1.1nm apresentando um modo não-alinhado que aparece na faixa de transição entre magnetização no plano e fora do plano.

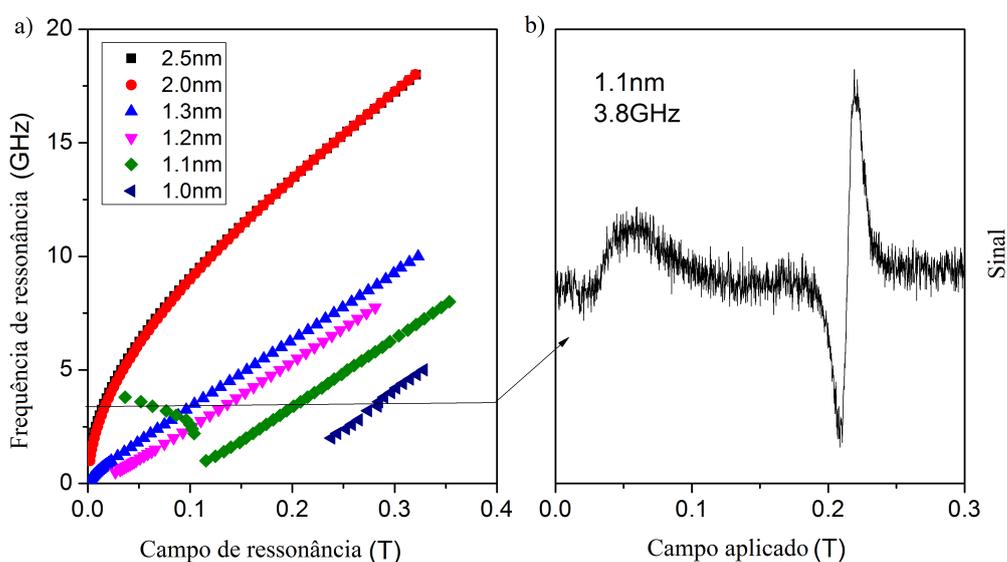


Figura 4.1: a) relação de dispersão de campo vs. frequência de ressonância para filmes de CoFeB com várias espessuras. b) exemplo de espectro de ressonância medido após a espessura de transição da magnetização para fora do plano, onde aparece um outro modo oscilante não alinhado em campo magnético baixo.

As medidas em várias frequências permitem estabelecer a espessura de transição para a anisotropia fora do plano, mas, para obtermos mais detalhes, investigamos a dependência angular da ressonância ferromagnética em cavidades ressonantes na banda X(9.8GHz) e K(24GHz) [78]. Desenvolvemos uma rotina na linguagem Python baseada no formalismo de Smit-Beljers (seção 2.4), que calcula a condição de ressonância do material a partir da energia disponível. No caso investigado, temos a energia associada ao campo de Zeeman, à anisotropia de forma e à anisotropia perpendicular (interfacial) que, em coordenadas

polares, são escritas respectivamente da seguinte forma:

$$E = M_s[H_0(\cos(\phi - \phi_B)\sin(\theta_B) + \cos(\theta_B)) + \frac{Demag}{2}\cos^2(\theta) + \frac{B1}{2}\cos^2(\theta) + \frac{B2}{4}\cos^4(\theta)] \quad (4.1)$$

O programa também calcula os ângulos ϕ_B e θ_B a partir da condição de equilíbrio (eq 2.25), e assim o campo aplicado não está necessariamente alinhado com a magnetização.

Repare que o campo desmagnetizante e a anisotropia para fora do plano têm a mesma simetria e, portanto, não podemos separar essas contribuições chamadas ambas de $B1$ no que segue. A contribuição $B2$ é uma anisotropia uniaxial de segunda ordem para fora do plano que, por tentativa e erro entre várias opções de descrição de energia, melhor pôde descrever os resultados obtidos. Assim temos $B1$, $B2$ e o fator g da constante girotrópica do elétron como parâmetros livres. A figura 4.2 mostra um exemplo de ajuste simultâneo das curvas de dependência em frequência e dependência angular nas bandas X e K, longe da transição para a amostra de 2.0nm de espessura em a), b) e c).

Esse ajuste simultâneo deixa de ser possível para espessuras mais próximas da transição, como mostra um exemplo de 1.1nm na figura 4.2 d), e) e f). Isto acontece por dois motivos: a magnetização é não-homogênea, existindo contribuição interfacial para fora do plano comparável à contribuição 'bulk' no plano, e a própria anisotropia para fora do plano depende do campo aplicado. Plotamos na figura 4.3 os melhores parâmetros $B1$, $B2$ e g ajustados independentemente para a banda X e K¹.

Para as maiores espessuras, a condição de filme fino prevalece e $B1$ satura no valor do campo desmagnetizante de aproximadamente $0.9T$. Também através de $B1$ vemos a mesma transição de valores positivos para negativos por volta de 1.3nm de espessura, conforme indicado pelas medidas RFM de banda larga. Os valores de $B1$ para banda X e K divergem apenas para espessuras muito finas, enquanto $B2$ e g têm padrões muito

¹9.8GHz e 24GHz respectivamente.

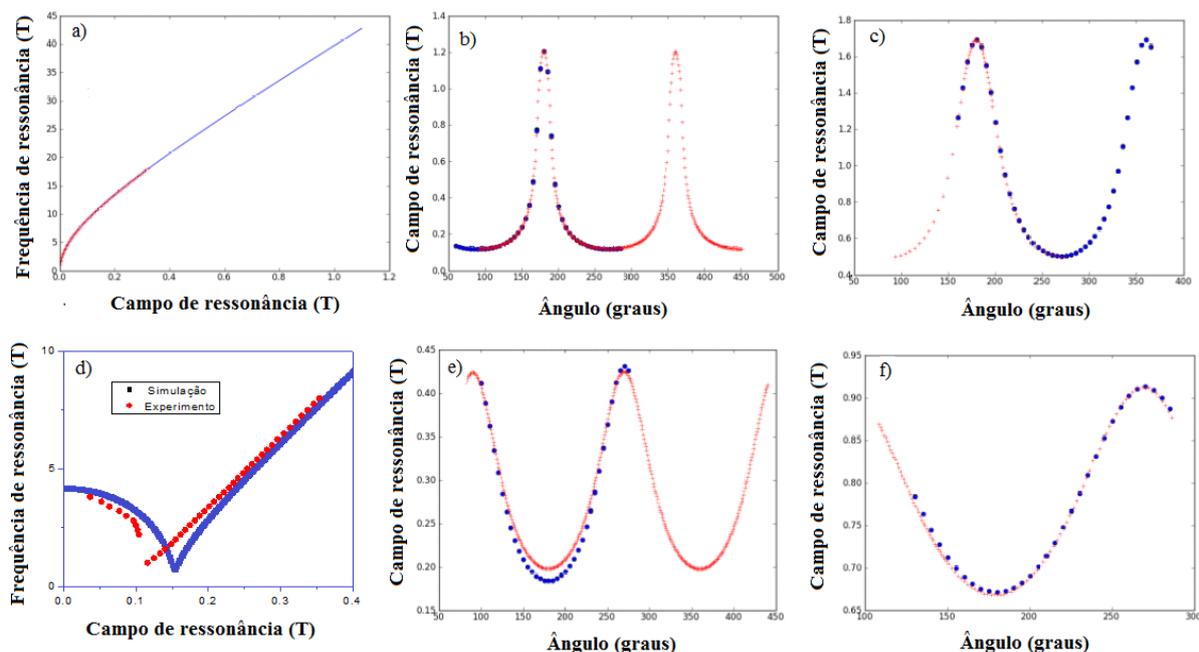


Figura 4.2: Dados experimentais em vermelho, enquanto os pontos em azul foram gerados pelo programa de ajuste de dados descrito no texto. a) b) c) são a relação de dispersão e a dependência angular (fora do plano do filme) do campo de ressonância na amostra de 2.5nm com magnetização no plano. d), e), f) são os resultados equivalentes para a amostra com 1.1nm com magnetização fora do plano.

diferentes para as duas frequências. Podemos elucidar essas diferenças em valores, que deveriam ser intrínsecos do material, fazendo uma análise diferente nas curvas do experimento banda larga. Ao invés de utilizarmos a relação de Kittel (Eq.2.20) para ajustar toda a curva de dispersão, faremos ajustes em intervalos locais, com g fixo no valor da figura e centrados em campos variáveis com largura fixa de $20mT$ (barras hachuradas da figura 4.4).

Usamos novamente como exemplos as amostras com 2.5 e 1.1nm, e podemos ver imediatamente nas figuras 4.4 b) e d) que a anisotropia total (Demag + B1) obtida com o procedimento descrito varia significativamente na faixa dos campos medidos. Como a anisotropia de forma não pode variar com o campo, atribuímos uma dependência da anisotropia com o campo aplicado, provavelmente com origem na reorientação de spins perpendiculares ao plano na interface. Existe uma tendência de saturação para um certo

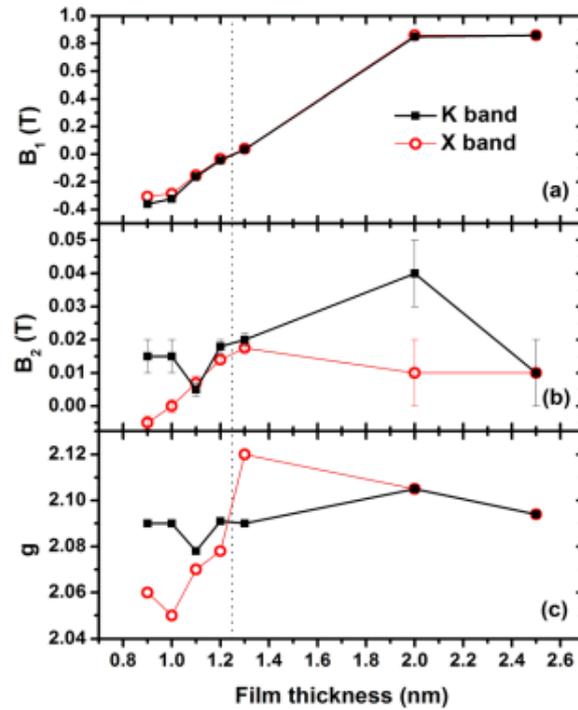


Figura 4.3: Dependência dos parâmetros ajustados de anisotropia B1 a), B2 b) e fator g c) com a espessura do filme de CoFeB.

campo onde a aproximação depende da direção no plano ou fora do plano da magnetização. Essa dependência da anisotropia com o campo é oscilatória, o que sinaliza para uma anisotropia rotatória [79][80] aparecendo na transição.

Concluindo, para uma descrição mais precisa dos fenômenos que ocorrem na transição da direção da anisotropia em filmes de MgO/CoFeB(t)/Ta, incluímos uma segunda ordem de anisotropia uniaxial na energia do material, o que nos permitiu melhor ajustar os parâmetros conforme os dados experimentais. Mostramos também que existe uma dependência dessa anisotropia com o campo aplicado, em uma relação funcional não trivial. Uma análise mais profunda requer a inserção de novos parâmetros livres para a dependência com o campo do termo de anisotropia na energia e sua dependência funcional.

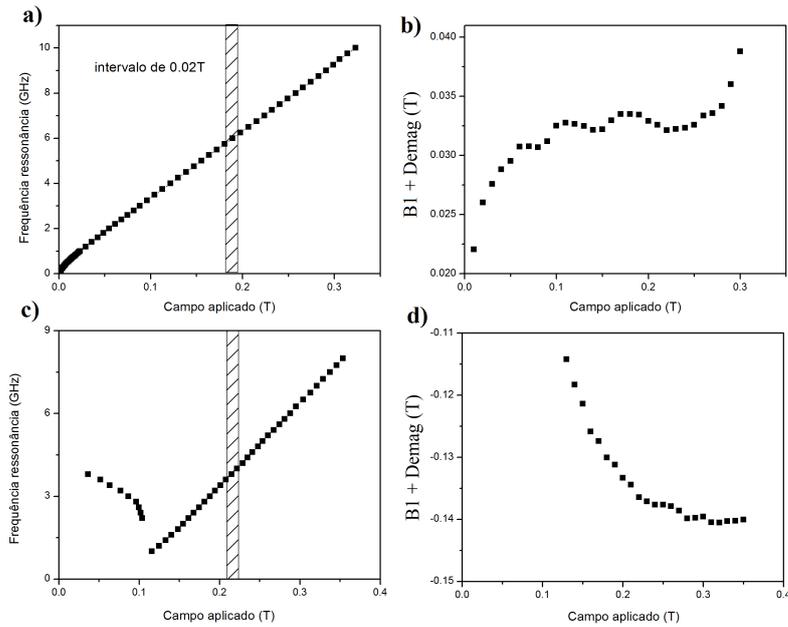


Figura 4.4: Ajuste do parâmetro de anisotropia $B1$, utilizando a relação de dispersão de Kittel e considerando intervalos com largura de apenas 10mT (área hachurada), a) magnetização no plano c) fora do plano. Parâmetros de anisotropia dependentes do campo aplicado obtido com o método anterior, b) magnetização no plano e d) fora do plano.

Espalhamento de 2-mágnons

As mesmas medidas no experimento tipo banda larga nos permitem extrair a curva da largura de linha vs. frequência, conforme mostrado para todas as espessuras estudadas na figura 4.5 a). Vemos que quanto maior a espessura, mais o comportamento se aproxima de um filme fino comum com uma dependência linear da largura de linha em relação à frequência, como visto na seção 2.2. A figura 4.5 b) ressalta o resultado para 2.5nm com o ajuste linear (eq.4.2), resultando em um amortecimento intrínseco de 0.0083 ± 0.0005 compatível com o reportado em filmes de CoFeB.

$$\Delta H_G = \frac{\alpha}{\gamma} \omega \quad (4.2)$$

Entretanto, próximo da transição e após ela, fica clara a presença de outras contri-

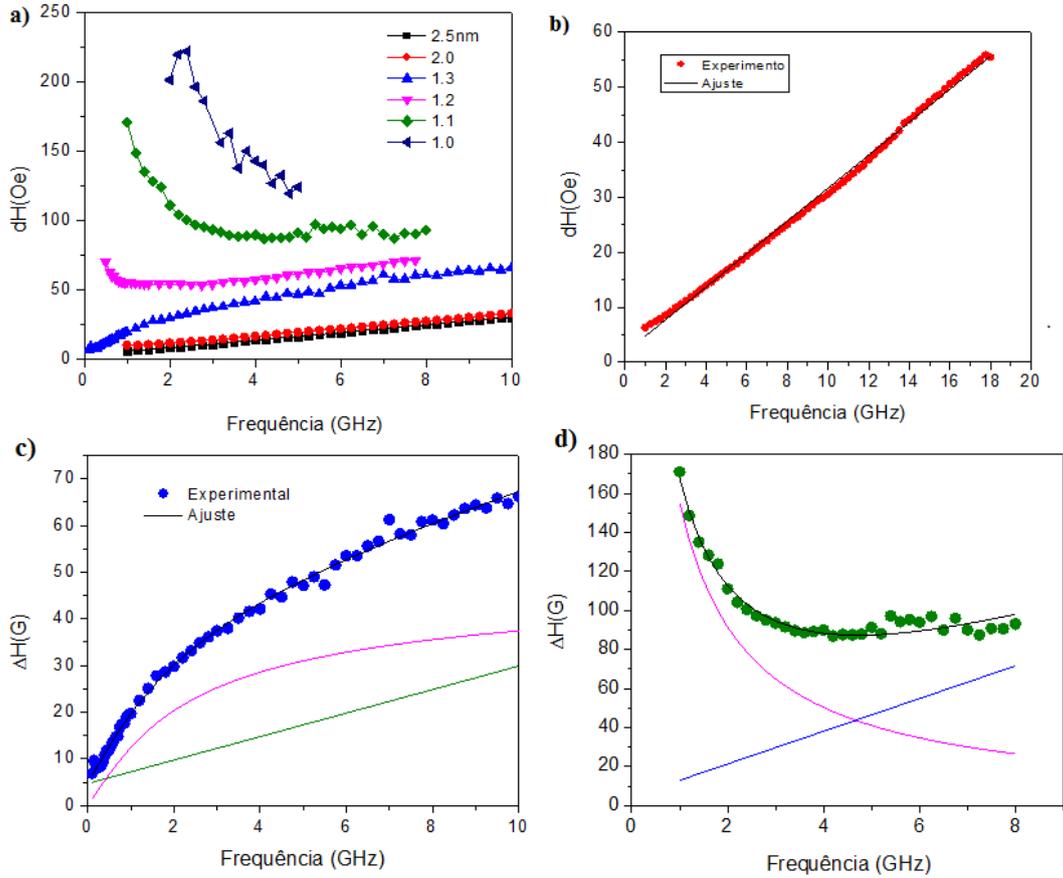


Figura 4.5: a) largura de linha vs. frequência de ressonância para várias espessuras de filmes CoFeB. b) destaque para a amostra de 2.5nm de espessura com o ajuste utilizando a equação 4.2. c) amostra com 1.3nm de espessura e ajuste com equação 4.2 (verde) e 4.3 (rosa) c) espessura de 1.1nm com ajuste utilizando equações 4.2 (azul) e 4.4 (rosa).

buições. O distanciamento da tendência linear prevista pelo amortecimento de Gilbert nessas amostras pode ser explicado pelo mecanismo extrínseco de amortecimento do espalhamento de 2-mágnons. Este aparece quando satisfeitas as duas condições: a relação de dispersão ω vs k dos mágnons contém um mínimo, de forma que existem dois estados possíveis para cada energia disponível; o campo interno da amostra possui inomogeneidades espaciais. A forma da relação de dispersão permite que mágnons ocupem dois estados com mesma energia, enquanto a inomogeneidade permite a transição entre esses estados através de colisões. O tema foi estudado extensivamente [81][75][76][77], e modelos foram propostos para vários casos, onde aqui usamos a relação relativamente simples derivada

por Arias e Mills:

$$\Delta H_{2m} = A \times \arcsin \sqrt{\frac{\sqrt{\omega^2 + (\gamma B1/2)^2} - \gamma B1/2}{\sqrt{\omega^2 + (\gamma B1/2)^2} + \gamma B1/2}} \quad (4.3)$$

A amostra com 1.3nm de espessura está muito próxima da transição com magnetização ainda no plano, e a curva de largura de linha vs. frequência é ampliada (ver 4.5 c). Os dados experimentais são ajustados (curva preta) com a soma de contribuição intrínseca (curva verde) e extrínseca (curva azul) com três parâmetros livres apenas: a amplitude do espalhamento de 2-mágnons A de (4.3), o aumento de largura de linha por inhomogeneidade ($\approx 4.5Oe$) e a inclinação da reta α , que nos fornece o amortecimento intrínseco de (0.0078 ± 0.0008) dentro do erro de amostras com espessuras maiores.

Outra contribuição para largura de linha é o chamado efeito de arrasto ('dragging') que acontece em baixas frequências para amostras com magnetização fora do plano. Esse efeito extrínseco acontece quando o campo e a magnetização não estão alinhados ($\phi \neq 0$) e as oscilações deixam de ser elípticas, e é muito familiar a análises de experimentos com dependência angular em cavidades [77]. O efeito, em geral, tem uma dependência com o ângulo complicada e aqui utilizamos a mais simples aproximação (eq. 4.4),

$$\Delta H_{drag} \propto \frac{1}{\cos \phi}. \quad (4.4)$$

Determinamos o ângulo ϕ em cada frequência através do cálculo de mínimo de energia, o que foi feito quando ajustamos as curvas de anisotropia com o programa baseado no formalismo de Smit-Beljers. Introduzindo os ângulos ponto a ponto na eq. 4.4 que, junto da contribuição intrínseca, geram o ajuste que aparece da figura 4.5d para a amostra com 1.1nm. Nesse caso não utilizamos a contribuição para espalhamento de 2-mágnons, pois a eq.4.3 está definida apenas para filmes com magnetização no plano do filme. O amortecimento intrínseco aqui vale 0.021 ± 0.002 , um aumento significativo em relação a espessuras maiores, o que é esperado para espessuras mais finas de CoFeB.

4.1.2 Junções magnéticas túnel

A descrição básica das JMT e a configuração para medidas foram feitas anteriormente nas seções 2.6 e 3.4. Os resultados apresentados a seguir são de elipses com dimensões de 50 X 80nm depositadas em multicamadas $Ta(5)/SAF/MgO(1.024)/CL/Ta(5)$, onde SAF denomina a parte magnética fixa (antiferromagneto sintético) composta por $PtMn(15)/Co_{70}Fe_{30}(2.5)/Ru(0.85)/Co_{40}Fe_{40}B_{20}(2.4)$, CL é a camada livre no caso $Co_{60}Fe_{20}B_{20}$ e os números entre parêntesis correspondem a espessuras em nanômetros. As medidas em JMT são difíceis, devido ao tamanho nanométrico ser sensível às mínimas variações estruturais na produção da amostra. Além disso, a integridade das amostras varia com o tempo, sendo prudente que sejam feitas análises estatísticas para inferências quantitativas decorrentes de dados em JMT. Em seguida, nos detemos em análises qualitativas apenas, confirmadas por resultados semelhantes em pelo menos quatro outras amostras.

Confinamento

A figura 4.6a mostra a curva de magnetorresistência da JMT no plano da elipse, com camada polarizadora ao longo do eixo de fácil magnetização. A curva preta é feita com campo aplicado ao longo do eixo difícil de magnetização, enquanto a curva vermelha é feita ao longo do eixo fácil de magnetização da elipse, determinando uma razão de 69% de magnetorresistência túnel (MRT).

As figuras 4.6b e c são sinais de RFM com origem na MRT nos eixos fácil e difícil de magnetização, respectivamente, onde medidas próximas ao eixo fácil se tornaram possíveis através da técnica de detecção com modulação por campo magnético (seção 3.5). Dentre essas curvas, escolhemos olhar mais detalhadamente na figura 4.8a o sinal obtido ao longo do eixo de fácil magnetização com 100mT de campo magnético DC aplicados no plano do filme, onde podemos ver claramente três sinais de ressonância. Esses sinais aparecem como curvas de dispersão na plotagem colorida em b), onde os eixos x e y são o campo e a frequência de ressonância e o eixo z é a amplitude normalizada do sinal. As soluções da

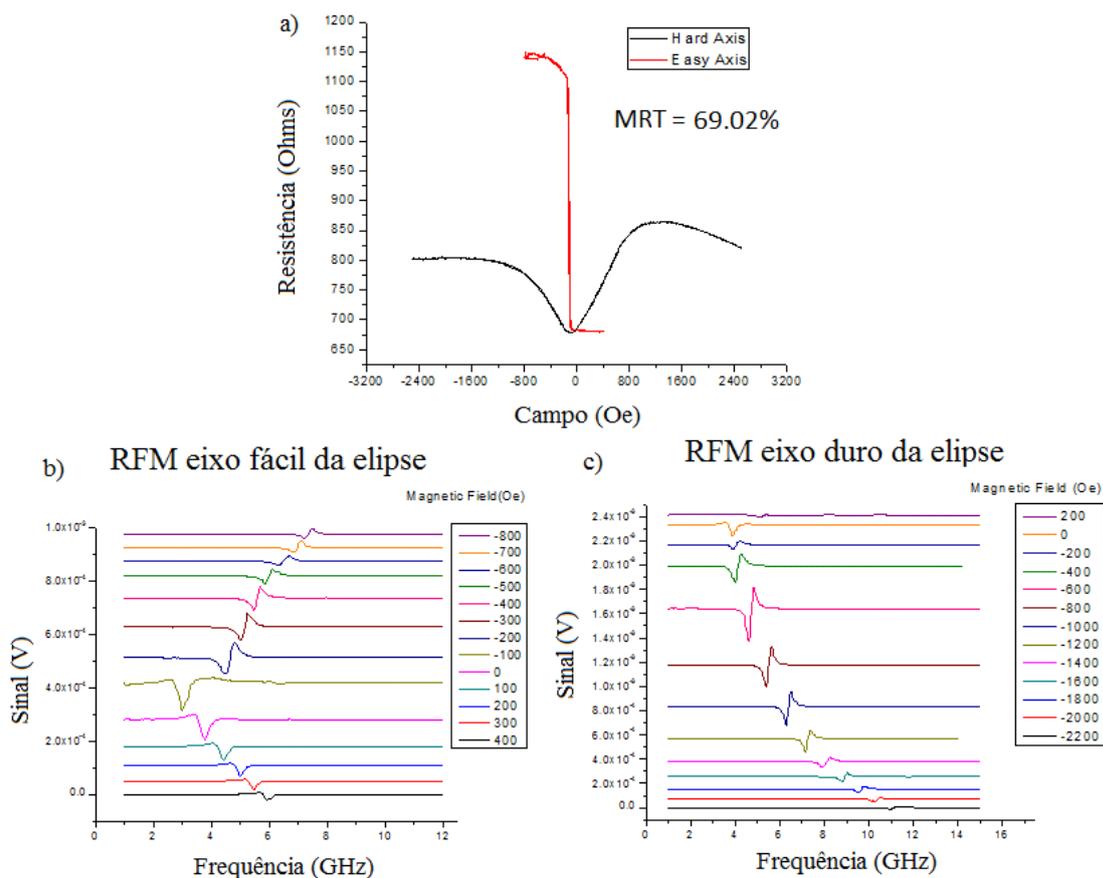


Figura 4.6: a) curva de magnetorresistência túnel no eixo fácil (vermelho) e eixo difícil (preto) de magnetização no plano da elipse. Curvas de ressonância ferromagnética obtidas pelo método magnetorresistivo no eixo de fácil magnetização em b) e difícil magnetização em c).

s

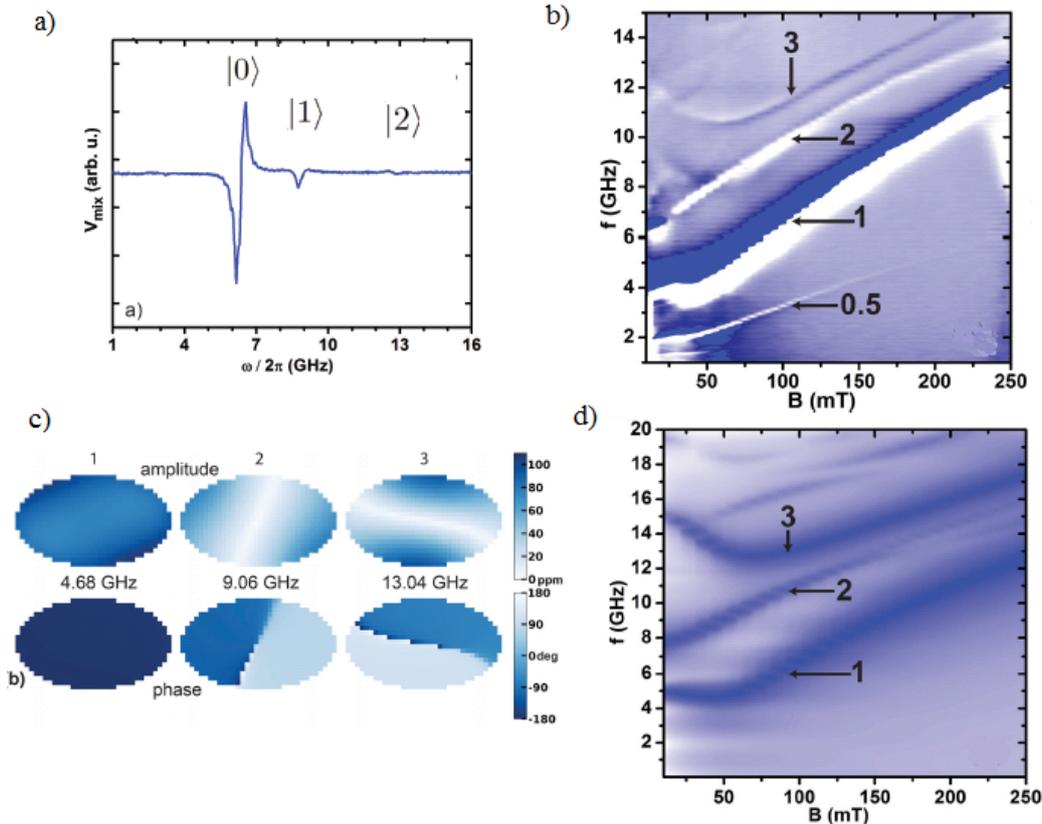


Figura 4.7: a) sinal de ressonância ferromagnética variando frequência com campo fixo em 100mT mostrando modos ressonantes não uniformes. b) relação de dispersão produzida com a união das curvas medidas em um mapa de cor normalizado, onde mais escuro representa maior intensidade do sinal. c) mapas de cores de amplitude e fase dos momentos magnéticos da elipse simuladas utilizando o OOMMF nas condições experimentais. d) simulação no OOMMF do experimento de ressonância em uma elipse com as dimensões experimentais.

LLG tratadas até agora não incluem condições de contorno onde possamos prever modos de oscilação causados pela geometria elíptica da amostra. Já a teoria apresentada na seção 2.3 prevê apenas o modo uniforme de oscilação, grifado por $|0\rangle$ na figura, sendo necessário explicar as outras ressonâncias de outra forma. Utilizamos simulações micromagnéticas (OOMMF) para determinar que os outros picos de ressonância são causados por efeitos de confinamento, semelhante ao que foi discutido na seção 2.6 para filmes finos. Entretanto os novos modos ressonantes estão no plano da elipse e não ao longo da espessura do filme. As simulações foram feitas levando em consideração as outras camadas fixas do nanopilar

(SAF), com a descrição da dinâmica de magnetização incluindo o termo de spintorque [1]. Pulsos simultâneos de campo de Oersted e spintorque são aplicados uniformemente ao longo da elipse com frequências que variam de 1 a 20GHz. Analisamos a resposta da magnetização da elipse através de uma transformada rápida de Fourier (FFT) dos valores calculados [82]. A figura 4.7c mostra a plotagem colorida em uma faixa de frequência e campo semelhantes às experimentais, reproduzindo qualitativamente os resultados experimentais. Além disso, utilizamos os dados da magnetização calculados diretamente no mapa de cores e plotamos espacialmente nas elipses em 4.7d), mostrando amplitude e fase de cada um dos modos identificados.

Espalhamento de 3-mágnons

Podemos estudar a dinâmica do modo uniforme da JMT através da análise da largura de linha dos sinais de RFM para várias frequências, semelhante à análise para filmes finos (figura 4.8a). Essa curva pouco lembra as curvas bem comportadas estudadas nos

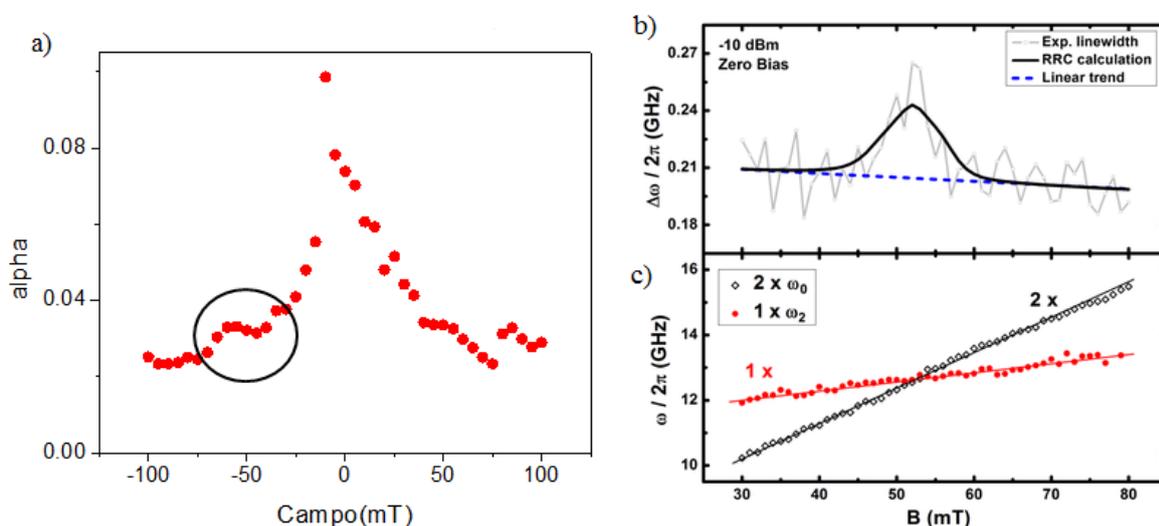


Figura 4.8: a) damping efetivo calculado a partir da largura de linha das curvas de ressonância no eixo de fácil magnetização. b) realce no pico localizado entre -40mT e -80mT (cinza) e ajuste obtido usando a equação 4.6. c) relação de dispersão do modo número 2 (vermelho) plotado junto com o dobro da frequência de ressonância do modo uniforme (preto), mostrando o cruzamento na mesma posição de campo do pico.

filmes finos da seção anterior. Os motivos estão na introdução de eixos de anisotropia no plano da elipse, que trazem efeito de arrasto para as medidas, além do efeito de campo magnetoestático do antiferro sintético e desalinhamento do nanopilar, causando assimetria para campos positivos e negativos. Unido a esses efeitos que causam aumento do amortecimento e maiores perdas de energia, chamamos atenção para um pico na parte negativa de campo magnético aplicado por volta do 60mT. Este pico foi amplificado (e espelhado) na figura 4.8b, mostrando um fenômeno interessante ligado diretamente com os modos confinados discutidos anteriormente. Do ponto de vista de partículas, os modos de ressonância podem ser vistos como mágnons com populações distribuídas ao longo de estados de energia disponíveis. Repare que o pico acontece na mesma posição de campo onde existe um cruzamento das frequências de ressonância do modo $|2\rangle$ e do dobro da frequência do modo $|0\rangle$. É exatamente nesta condição que é permitida a transformação de dois mágnons do modo menos energético $|0\rangle$ em 1 mágnon do modo mais energético $|2\rangle$, caracterizando o espalhamento de 3-mágnons, e contribuindo para a maior dissipação do modo uniforme.

O espalhamento de 3-mágnons pode ser modelado teoricamente utilizando o Hamiltoniano de segunda quantização $\hbar = 1$:

$$H = \omega_0 a^\dagger a + \omega_2 b^\dagger b + (\psi a a b^\dagger + \psi^* a^\dagger a^\dagger b) + h(\exp(-i\omega t) a^\dagger + \exp(i\omega t) a) \quad (4.5)$$

Os operadores a e a^\dagger são operadores de aniquilação e criação de mágnons com frequência ω_0 do modo principal, enquanto b e b^\dagger representam os mesmos operadores para mágnons com frequência ω_2 pertencentes ao modo $|2\rangle$. Os dois primeiros termos representam a população de mágnons nos estados $|0\rangle$ e $|2\rangle$, respectivamente, enquanto o terceiro termo considera a interação com acoplamento ψ entre esses modos, com criação de 1 mágnon em $|2\rangle$ e aniquilação de 2 mágnons em $|0\rangle$, ou aniquilação de 1 mágnon em $|2\rangle$ e criação de 2 mágnons em $|0\rangle$. O último termo inclui a energia associada ao campo RF de excitação do sistema com parâmetro livre h .

Para descrever uma dinâmica não conservativa, definimos uma função dissipação com amortecimentos α_0 e α_2 (Eq.4.6) para mágnons de cada modo. Utilizando o Hamiltoniano 4.5, podemos escrever a equação de movimento (Eq.4.7) e calcular numericamente a função dissipação em termos da frequência de excitação ω do campo magnético desse sistema (Eq.4.8).

$$Q = \alpha_0 \dot{a}^\dagger \dot{a} + \alpha_2 \dot{b}^\dagger \dot{b} \quad (4.6)$$

$$i\dot{a} = \frac{\partial H}{\partial a^\dagger} + \frac{\partial Q}{\partial a^\dagger}, i\dot{b} = \frac{\partial H}{\partial b^\dagger} + \frac{\partial Q}{\partial b^\dagger} \quad (4.7)$$

$$(\omega(1 - i\alpha_0) - \omega_0)a - \frac{2|\psi|^2 a |a|^2}{2\omega(1 - i\alpha_2) - \omega_2} = \text{hexp}(i\omega t). \quad (4.8)$$

Como deveríamos esperar, essa função dissipação tem um pico em $\omega = \omega_0$. Utilizando as curvas lorentzianas, podemos extrair a largura deste pico $d\omega$ e comparar com os dados experimentais. A curva preta na figura 4.8b mostra o resultado das simulações feitas dessa maneira para a melhor combinação de parâmetros livres da teoria. Vemos, então, que o modelo do espalhamento de 3-mágnons descreve bem o fenômeno observado.

Dependência do amortecimento com corrente DC

Outra possível aplicação das JMT, além das memórias magnéticas, são os auto-osciladores magnéticos RF. Como mostramos na seção 2.6, além do termo de corrente AC, podemos aplicar spintorque com uma corrente DC e gerar um efeito linear visível no amortecimento do modo principal da elipse (eq. 2.49), dependendo do ângulo formado entre a parte fixa e a camada livre do nanopilar. Desta forma, com uma escolha cuidadosa na direção da corrente e campo, podemos "compensar" o amortecimento magnético natural da elipse e teoricamente levar ao regime de auto-oscilação do ferromagneto, gerando assim oscilações de magnetização RF a partir de corrente DC.

Utilizamos as curvas de magnetorresistência ao longo do eixo difícil, para fixar dife-

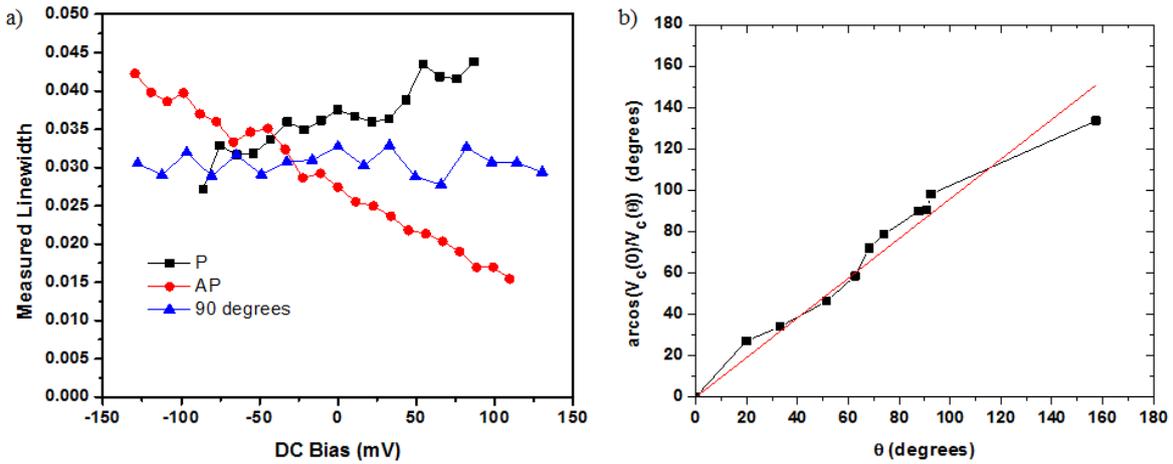


Figura 4.9: a) variação da largura de linha com aplicação de corrente DC em três condições limites obtidas no eixo de fácil magnetização (P)aralelo (A)nti(P)aralelo e perpendicular. b) dependência angular da corrente crítica. A reta vermelha representa o previsto pela teoria.

rentes ângulos relativos entre as camadas fixa e livre, e aplicamos corrente DC simultaneamente à medida de RFM. A figura 4.9a mostra as curvas de amortecimento vs. corrente DC para as condições de 0 e 180 graus (estados (P)aralelo e (A)nti(P)aralelo) medidos em um campo fixo positivo e negativo, correspondendo respectivamente a aumento e diminuição no amortecimento, além do caso 90 graus, que é neutro em relação à aplicação de corrente. Estas observações qualitativas correspondem à previsão de que a variação linear do amortecimento com a corrente DC depende do cosseno do ângulo entre a SAF e a camada livre. Assim poderíamos, em tese, definir o conceito de corrente crítica como a interseção dessa reta com o eixo X, correspondendo ao regime de amortecimento zero (compensado) e auto-oscilações, devendo essa corrente crítica herdar a dependência angular em cosseno do efeito no amortecimento $V_c(0) = V_c(\theta)\cos(\theta)$. De fato, a figura 4.9b mostra que isso acontece aproximadamente para vários ângulos medidos, utilizando o processo de alinhamento pela magnetorresistência. Entretanto, a discrepância é considerável. Existem inúmeras fontes de erro nas medidas que determinam V_c dessa forma, e algumas pistas já podem ser vistas imediatamente em a), como as inclinações dos estados P e AP serem bem diferentes em módulo, apesar de seguirem a tendência certa. A causa pode es-

tar em desalinhamentos pequenos do campo com o eixo fácil, ou efeitos magnetoestáticos da camada fixa do nanopilar. Chama também a atenção as curvas não se interceptarem na mesma largura de linha para corrente DC zero. Isto não significa necessariamente que o amortecimento é diferente para diferentes ângulos, podendo estar relacionado a um artefato de medida associado a diferentes campos utilizados em diferentes ângulos. Ao contrário da análise utilizando dH , a largura de linha medida no domínio da frequência $d\omega$ depende dos campos de anisotropia da amostra. E para determinar o amortecimento, deveríamos ser capazes de medir uma curva de dispersão para cada ângulo, o que não tivemos como realizar.

À parte desses artefatos gerados pela medida, mais interessantes são os fatores físicos que tornam essa linha de raciocínio de corrente crítica um caminho sem saída. Conforme vimos na seção anterior, com a interação de 3-mágnons, o amortecimento está ligado a fatores geométricos da amostra que dependem do campo e ângulo de medida. Por isso existem diferentes regimes de amortecimento para diferentes condições de campo aplicadas na amostra. Mais grave que isso, o regime de auto-oscilações pode não ser alcançável, por causa de efeitos que quebram a linearidade da dependência com corrente. A energia injetada no sistema pela corrente DC é distribuída para outros estados magnéticos possíveis além do modo normal de oscilação, e, mais ainda, modos não-lineares passam a ser acessíveis [83][84]. Quando isso ocorre temos efeito de "fold-over", e a redução do damping na curva com corrente é interrompida. A figura 4.10b mostra os resultados de variação de corrente em função do amortecimento para vários campos ao longo de um mesmo ângulo (estado P) ao longo do pico de 3-mágnon (figura 4.9 a)). As larguras de linha para campos mais baixos, e na posição máxima do pico de 3-mágnons, mostram efeitos de fold-over para valores altos de voltagem aplicada - o que não aparece para o efeito contrário de aumento de amortecimento. Em campos mais altos, a variação do amortecimento é mais linear e atribuída ao modo normal predominantemente, como previsto teoricamente.

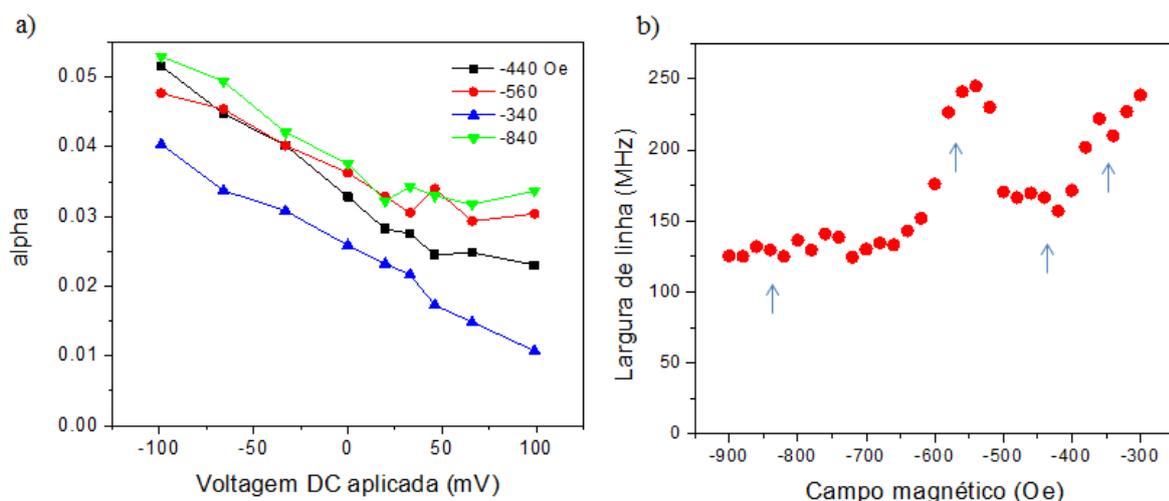


Figura 4.10: a) dependência do amortecimento com voltagem DC aplicada em diferentes campos magnéticos. b) largura de linha vs. campo magnético. As setas indicam a posição de campo onde foram feitas as varreduras de voltagem DC da figura a).

Desta forma, existe um problema global de modos magnéticos dinâmicos disponíveis em um projeto de osciladores que utilizam o modo uniforme de ressonância de materiais magnéticos. Dependendo dos canais de amortecimento, o processo de "fold-over" pode assumir o controle da energia bombeada e, como regra geral, o bombeamento para o modo normal é mais eficiente com a inexistência de outros modos com energia semelhante. O problema foi reconhecido e contornado em [85][5], através da geração de campos AC inhomogêneos em contatos triangulares e muito próximos feitos em um disco com diâmetro de $4\mu m$, onde foram medidas as auto-oscilações utilizando um sistema de efeito Hall de spin.

4.2 Multicamadas Py/Cu/Pt

A estrutura multicamada FM/NM de um ferromagneto em contato com um material não ferromagnético permite a propagação coerente de correntes de spin ao longo da espessura de NM e interação com os momentos magnéticos FM em ressonância, como descrito nas seções 2.7 e 2.9. Alguns exemplos de materiais utilizados são Co[86], CoFeB[43],

YIG[87][88], Permalloy, Fe[42] para FM; Pt, Pd[89], Cu,[63] Ta[42], W[43] para NM; onde fixamos FM e caracterizamos os parâmetros do efeito Hall de spin na camada NM. Em princípio, os resultados para estes parâmetros deveriam ser independentes do material FM utilizado, porém os diferentes efeitos de interface nas combinações FM/NM possíveis trazem discrepâncias na determinação desses [86]. Com isso em mente, escolhemos FM=Permalloy e NM=Pt, por ser uma das combinações mais utilizadas na literatura. Discutimos então o efeito da magnetização interfacial induzida na platina[63], utilizando uma camada intermediária de cobre para controlar a intensidade do efeito. A seguir mostramos resultados de microtiras de Permalloy/Pt para várias espessuras de Pt e determinamos parâmetros do EHS através de dois métodos diferentes, na mesma amostra, para comparação.

4.2.1 Filmes finos

Como mencionamos anteriormente, o amortecimento de filmes ferromagnéticos é significativamente aumentado quando depositamos um metal não magnético em contato com ele. Isto acontece principalmente pela inclusão de canais de dissipação extras correspondentes à propagação de momento angular através da fronteira FM/NM, chamado bombeamento de spin. O conceito de propagação de momento angular aqui se identifica com a corrente de spin introduzida pelo EHS (seção 2.7). Assim podemos, por exemplo, medir variações de tensão causadas pelo efeito Hall de spin inverso em um metal NM com alto acoplamento spin órbita, como a platina, e estimar os parâmetros de ângulo Hall de spin e comprimento de difusão. Outra maneira de extrair o comprimento de difusão de spin é medir o amortecimento para várias espessuras do filme metálico não magnético, e comparar com a equação 2.60, que prevê a absorção e reflexão de momento angular de acordo com o comprimento de difusão do material.

Em multicamadas Py/Pt, o efeito de aumento no amortecimento é notável. Os experimentos conduzidos em [63] já chamaram a atenção para um efeito extra de magnetização

da platina quando em contato com o Permalloy que modificavam a estimativa da difusão da Pt pelo método de medir amortecimento em várias espessuras. Nesse contexto foi inserido o Cu, que, nas espessuras utilizadas, pode ser considerado transparente para efeitos de propagação de momento angular, eliminando o efeito indesejável de magnetização na interface. Com objetivo distinto, em [94] a camada intermediária de cobre foi utilizada para diminuir o amortecimento inicial de Py/Pt em osciladores. Inspirados nessas observações, fizemos conjuntos de multicamadas $Py(100\text{\AA})/Cu(t = 0.40\text{\AA})/Pt(20\text{\AA})$ com o objetivo de determinar como o amortecimento e o bombeamento de spin estão sendo influenciados pelo efeito de proximidade. Com este tema investigado por [63], focamos em espessuras ultrafinas de Cu, onde o efeito de proximidade ainda é relevante.

Bombeamento de Spin e efeito de proximidade

As medidas foram realizadas na configuração de banda larga com detecção por absorção com frequência fixa e campo magnético variável aplicado no plano do filme (seção 3.3). Utilizamos a modulação por campo e ajustamos as curvas de acordo com a equação 3.16, obtendo campo e frequência de ressonância e largura de linha. Os detalhes da figura 4.11 a) e b) mostram, respectivamente, exemplos da anisotropia ajustada com a relação de Kittel (2.43) e da largura de linha ajustada com a relação linear (equação 4.2), de onde são obtidos o campo de anisotropia e a constante de amortecimento α . Ao todo foram feitos 4 conjuntos de amostras variando a espessura do cobre. As figuras principais 4.11 a) e b) mostram a variação da anisotropia e do amortecimento para 3 conjuntos (A,B,C) de amostras feitas por sputtering em diferentes condições de vácuo, enquanto D é uma nova medida de C após tratamento térmico de 1 hora a 200 graus Celsius em vácuo. Consideramos apenas estes conjuntos na análise a seguir, pois o outro conjunto de amostras (não plotado) contém variações de anisotropia muito maiores, sendo portanto descartados.

As curvas de amortecimento são replotadas com mais detalhes na figura 4.12 a)-d), onde observamos uma tendência de decaimento com oscilações do amortecimento con-

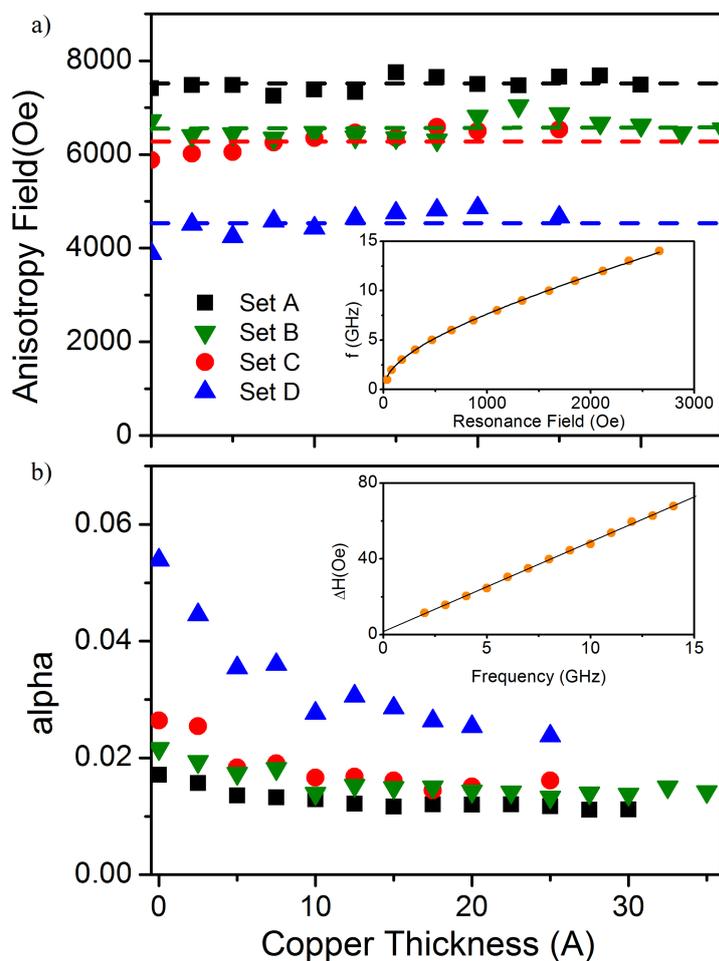


Figura 4.11: a) detalhe - pontos experimentais da relação de dispersão em laranja para uma amostra representativa. A curva preta é o ajuste obtido a partir da relação de Kittel. Principal - variação com a espessura do cobre dos campos de anisotropia obtidos a partir do ajuste dos dados da figura em detalhe, para 4 conjuntos independentes de amostras. b) detalhe - largura de linha vs. frequência. Principal - coeficiente de amortecimento α obtido a partir de ajustes lineares dos dados na figura em detalhe.

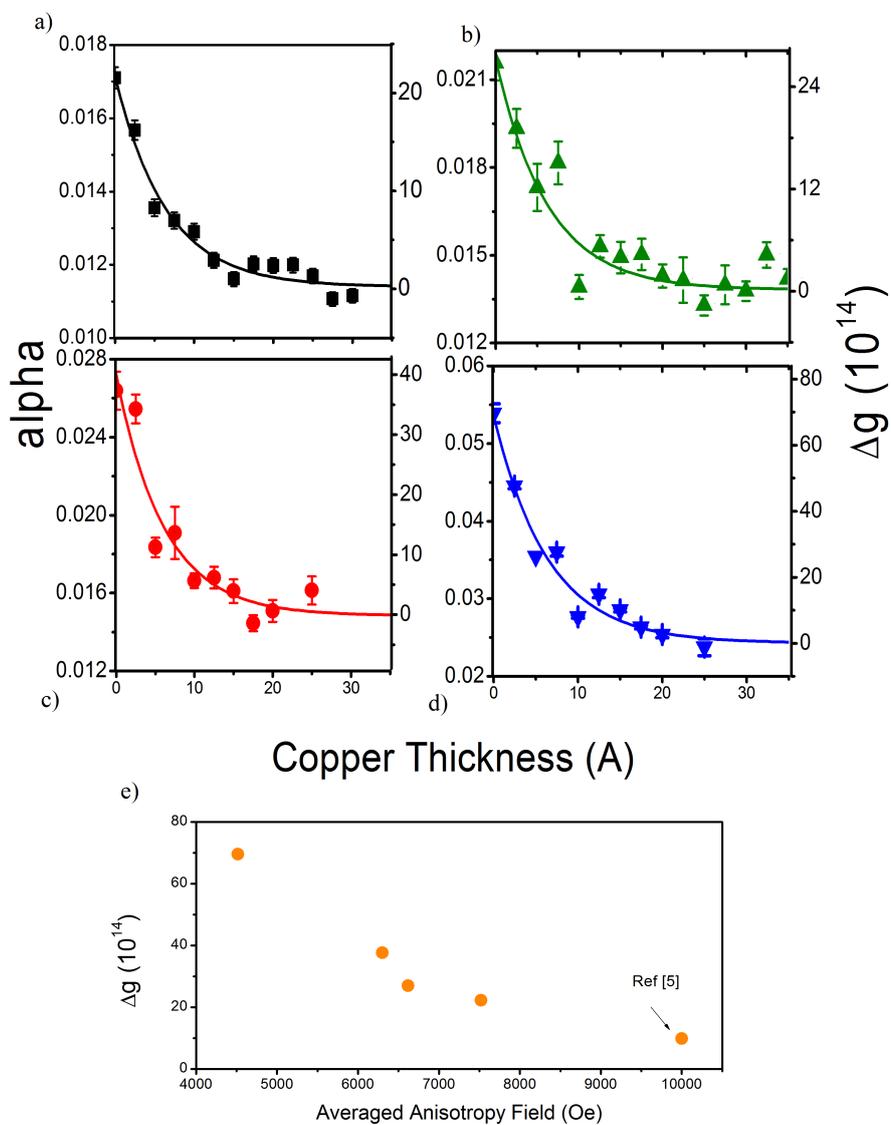


Figura 4.12: a) - d) mesmos dados da figura 4.11 b) plotados em detalhe com ajuste utilizando a equação 4.7. e) variação na condutância de spin de acordo com o parâmetro de ajuste de Kittel.

forme cresce a espessura do cobre. As variações estão sistematicamente fora das barras de erro e são consistentes em todos os conjuntos mostrados. O efeito de saturação da curva está relacionado à transparência do cobre para a corrente de spin nas espessuras consideradas. Já efeitos adicionais de decaimento estariam presentes na ordem de centenas de nanômetros, comparado com o comprimento de difusão do cobre, que é estimado em mais de 300nm [57]. Tomando o valor de saturação como referência, podemos definir a variação da condutividade de spin como $\Delta g^{\uparrow\downarrow} = g_{Py/Cu(t)/Pt}^{\uparrow\downarrow} - g_{Py/Cu(\infty)/Pt}^{\uparrow\downarrow}$. E, usando a equação 2.60 (e considerando o comprimento de difusão da platina igual a 4nm), podemos estabelecer a relação:

$$\Delta g^{\uparrow\downarrow}(t) = \Delta\alpha \frac{t_{FM} 4\pi M_s}{\gamma \hbar} 1,64, \quad (4.9)$$

onde o último número é o fator de correção para retroespalhamento [48], no nosso caso, de espessura fixa da platina, t_{Py} , M_s γ são a espessura, a magnetização de saturação e a constante girotrópica dos elétrons no permalloy. Repare que a equação prevê uma dependência linear com a magnetização de saturação do permalloy e inversamente proporcional ao campo de anisotropia ($= \frac{2K_1}{M_s}$), sendo aproximadamente o que vemos na figura 4.12e, onde plotamos o campo de anisotropia medido por RFM no eixo X e a diferença entre as condutâncias em $t = 0$ ($\Delta g^{\uparrow\downarrow}(0)$) no eixo Y, onde o último ponto foi retirado de [63].

As considerações anteriores, somadas a um comportamento predominantemente constante do campo de anisotropia individualmente para cada conjunto (4.11 a)), indicam que a variação do bombeamento de spin com a espessura da camada de cobre não tem origem estrutural. Descartamos também mudanças drásticas na resistividade de spin e no parâmetro de perda de memória de spin recentemente discutidos em [86], já que cálculos utilizando Permalloy/Cu ao invés de CoFeB/Cu da referência apresentam parâmetros estruturais muito parecidos. Em um trabalho recente [90] foi utilizado um sistema de crescimento epitaxial para produção de multicamadas Fe/Au(t)/Pd, onde é apresentada uma curva semelhante à nossa nos primeiros 3nm de espessura de Au. A análise teórica

nessa referência é feita em cima do segundo decaimento da curva relativo ao comprimento de difusão do Au, e o problema sobre o decaimento oscilatório no início da curva permaneceu em aberto. Análogo ao nosso sistema, o Pd apresenta uma magnetização induzida (efeito de proximidade) semelhante ao encontrado em Pt. Assim sustentamos a tese que essa magnetização interfere diretamente no valor da condutância interfacial de spin nos dois casos.

Investigamos a magnetização das multicamadas Py/Cu(t)/Pt através de experimento de dicroísmo em geometria de reflexão (XRMS) no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS), em Campinas. Foram feitas novas amostras maiores que as utilizadas para medidas de RFM, da ordem de 3cm^2 , com o objetivo de maximizar o sinal de absorção (XANES). O experimento é alinhado de forma a reter sinais em torno da borda L2 da Pt, e exemplos de sinais são mostrados para várias espessuras de cobre na figura 4.13 a-d. Esses resultados são importantes também por não apresentarem fontes de erro associadas a repetições da estrutura, como trabalhos no mesmo tema [91]. As amplitudes de sinal XRMS são determinadas através de um ajuste de uma curva gaussiana ao sinal medido, cuja amplitude é plotada em função da espessura de cobre na figura 4.13e. A curva vermelha contém estruturas com 3nm de Pt, enquanto a curva preta representa estruturas com 2nm de Pt, onde devemos esperar um sinal de dicroísmo maior, pois a razão de átomos magnéticos em relação ao volume medido é maior. O decaimento semelhante às curvas de RFM é evidente. Comparando um ajuste exponencial dos dados das figuras 4.12 a - d com a curva preta de 4.13e, obtemos o comprimento de decaimento característico de $6\text{Å} \pm 2$ para todos os ajustes, o que sustenta uma correlação entre os efeitos. Aparecem também, menos evidentes, as oscilações ao redor do decaimento suave, apontando a existência de uma interação indireta de troca entre camadas, conforme descrito em [91].

Essas evidências indicam que temos uma correlação entre a magnetização na Pt e o bombeamento de spin, o que explica a grande variação encontrada para valores da condutância interfacial de spin na presença ou ausência de efeitos de magnetização interfaciais.

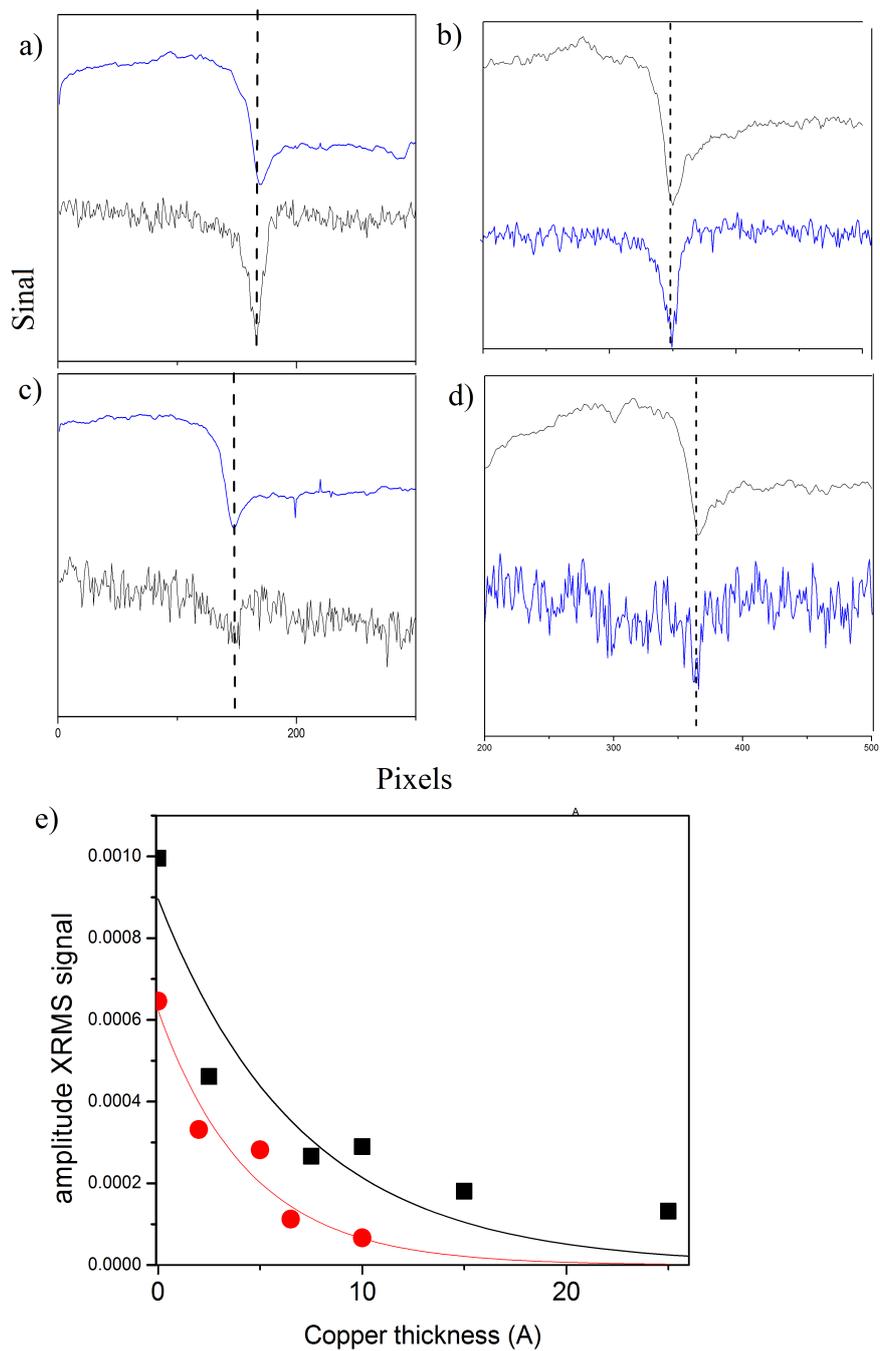


Figura 4.13: Espectro de XANES (acima) e XRMS (abaixo) a) Py/Pt(3nm), b) Py/Pt(2nm), c) Py/Cu(1nm)Pt(3nm) e d) Py/Cu(2.5nm)/Pt(2nm). e) variação de amplitude do sinal de XRMS de acordo com a espessura da camada de cobre para Py/Cu(t)/Pt(2nm) (preto) e Py/Cu(t)/Pt(3nm).

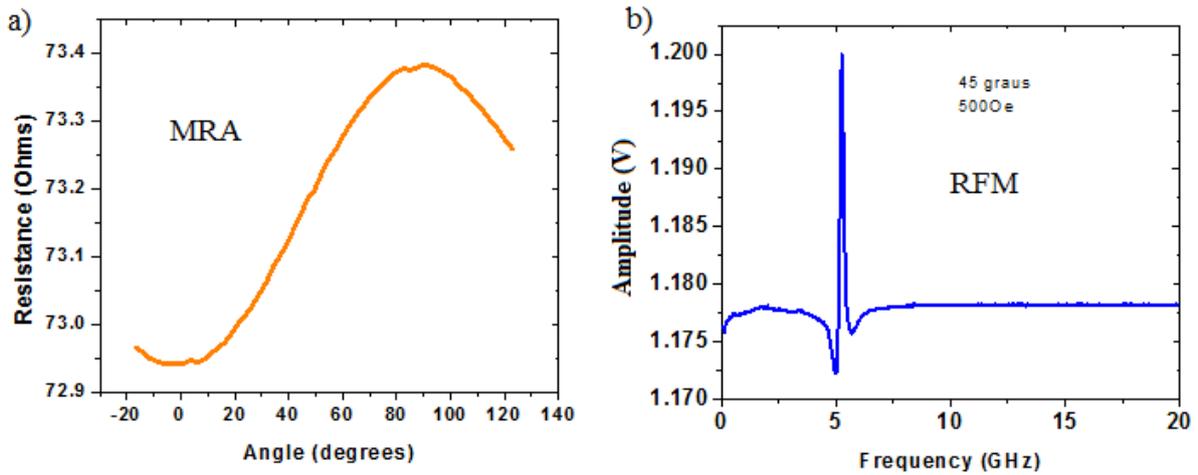


Figura 4.14: a) Magnetorresistência anisotrópica da tira de permalloy obtida com campo fixo e variando o ângulo entre o campo magnético e a corrente. b) exemplo de sinal de ressonância ferromagnética obtida com o método magnetorresistivo.

O resultado esclarece uma fonte de erro na determinação dos parâmetros associados ao EHS.

4.2.2 Microtiras

As amostras discutidas nessa seção são microtiras de $\text{Py}(10\text{nm})/\text{Pt}(\text{tnm})$ ($t = 2..120\text{\AA}$) de 3mm de comprimento por $10\mu\text{m}$ de largura com guia de onda coplanar depositada com vão central de $60\mu\text{m}$, determinando o retângulo de $60\mu\text{m}$ por $10\mu\text{m}$ para a medida resistiva. Variamos a frequência em um experimento de RFM dependente da magnetorresistência anisotrópica (seção 2.8), com configuração descrita na seção 3.4 e modulação por campo magnético (seção 3.5). Na figura 4.14a mostramos uma medida da resistência da bicamada Py/Pt com campo fixo de 50mT , conforme variamos o ângulo entre a corrente e o campo magnético aplicado, onde medimos uma magnetorresistência anisotrópica de 0.6% do permalloy no qual será baseada a detecção do sinal de RFM (figura 4.14b).

Dependência angular

Os sinais de RFM são ajustados com a equação 3.17, utilizando apenas 4 parâmetros livres: f_{res} , $d\omega I = H_m \frac{d\omega_0}{dH} 2V_s$ e $R = H_m \frac{d\omega_0}{dH} V_a$, desconsiderando o primeiro e segundo termos da equação, pois são muito menores que o terceiro. A figura 4.15 mostra a variação desses parâmetros conforme giramos o eixo da tira em relação ao campo magnético (ângulo θ). As linhas verticais vermelhas mostram os ângulos 0 e 90 graus, que têm o sinal nulo segundo a dependência com $\sin(2\theta)$ da AMR prevista pela equação 2.59. A ausência de pontos em volta desses ângulos é maior em torno do ângulo de 90 graus, porque a guia de onda (e o campo RF aplicado) é também girado junto com a tira, onde o máximo de excitação de campo RF é na condição $\theta = 0^\circ$. Em $\theta = 90^\circ$, o campo RF é perpendicular ao campo DC e, em aproximação linear, a excitação é nula. A variação da frequência de ressonância com o ângulo aparece em 4.15a com amplitude de aproximadamente 200MHz. Em princípio deveríamos incluir uma energia extra para a anisotropia uniaxial no plano, porém a amplitude é muito baixa no nosso caso e deve começar a ser relevante abaixo de $1\mu m$ de largura. Em b), a largura de linha $d\omega$ não mostra grandes variações - e isso é um forte indício de um amortecimento isotrópico, apesar de não podermos calculá-lo diretamente sem a curva de dispersão (seção 3.5). As figuras 4.15 c e d mostram a contribuição relativa a I e R, com mínimo e máximo, respectivamente, aparecendo em 45 graus.

Bombeamento de spin e spintorque

Esses resultados na dependência angular estabelecem que os retângulos de $10 \times 60\mu m$ medidos aqui podem ser considerados filmes finos isotrópicos no plano, em uma boa aproximação. O arranjo experimental nos permite comparar, na mesma amostra, duas técnicas de medida do comprimento de difusão de spin da platina: variação da injeção de corrente e variação do ângulo Hall de spin através dos efeitos de bombeamento de spin e spintorque, respectivamente.

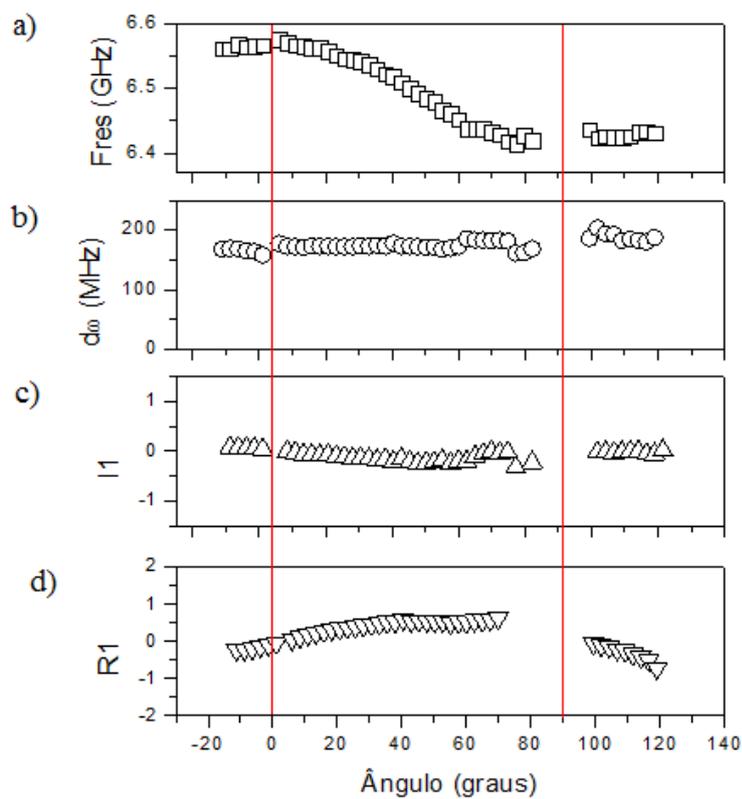


Figura 4.15: Dependência angular dos parâmetros ajustados de ressonância ferromagnética. a) frequência de ressonância, b) largura de linha, c) parte imaginária da amplitude e d) parte real da amplitude. As linhas vermelhas indicam ângulos onde o efeito magnetorresistivo de ressonância é zero.

Fabricamos ao todo seis amostras Py(10nm)/Pt(t) com t menor que 12nm e fizemos uma varredura de frequência para vários campos magnéticos fixos, com $\theta = 45$ para obter a largura de linha $d\omega$ em cada caso. Transformamos a largura de linha em frequência para largura de linha em campo dH (seção 3.5) e, supondo o amortecimento simples tipo Gilbert (eq.4.2), obtemos o valor de α para cada amostra. Exemplos de curvas ajustadas aparecem na figura 4.16a, enquanto 4.16b mostra o amortecimento extra gerado pela propagação de correntes de spin em direção à platina $\Delta\alpha = \alpha_{Py/Pt(t)} - \alpha_{Py}$, com $\alpha_{Py} = 0.075$ ajustado como descrito a seguir, já que nessa configuração não é possível medir Py puro. A dependência com a espessura da platina é governada pela corrente de spin retroespalhada em espessuras muito finas. Assim podemos utilizar a equação 2.60 com dois parâmetros livres: o comprimento de difusão de spin λ e a constante multiplicativa que chamamos A . Somados a uma constante aditiva α_{Py} que também é livre, geramos o ajuste em preto na figura 4.16b. Neste caso, o comprimento de difusão de spin vale $\lambda = 16 \pm 1.3 \text{ \AA}$, sendo este valor bem menor do que os encontrados na literatura, principalmente pelo efeito de magnetização por proximidade na platina já discutido. Assim, enquanto não podemos considerar essa uma estimativa precisa, ela é suficiente para comparação com o método de injeção de corrente de spin a seguir.

A mesma configuração nos permite aplicar uma corrente DC pela parte indutiva do T-BIAS e gerar spintorque através do EHS que atua na magnetização do ferromagneto, alterando o seu amortecimento - como mostrado por [38] em filmes, e reproduzido na configuração experimental aqui usada [41]. Com esse método, podemos calcular o ângulo Hall de Spin da platina diretamente através de curvas de corrente de spin versus corrente de carga, como passamos a mostrar.

A variação do amortecimento por spintorque e a corrente de spin aplicada estão relacionadas pela eq. 2.53. Usando $M_{eff} = 6.21 \times 10^5 \text{ A/m}^2$ retirado da análise da anisotropia por RFM, $M_s = 8.6 \times 10^5 \text{ A/m}^2$ e $\theta = 45^\circ$, calculamos, no eixo y da figura 4.17 a) a corrente de spin injetada. No eixo x da mesma figura, apresentamos valores calculados

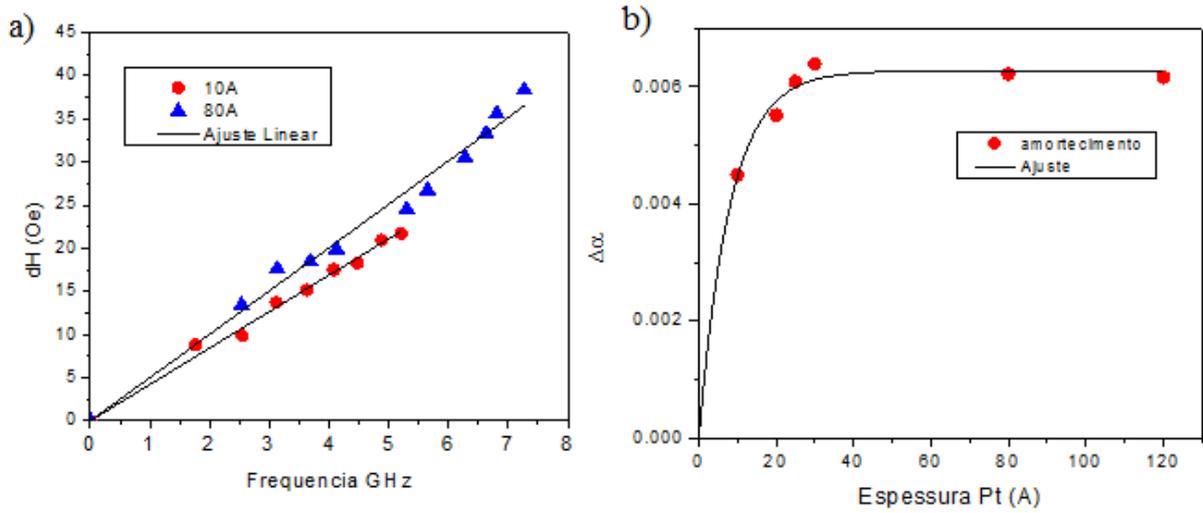


Figura 4.16: a) largura de linha vs. frequência de ressonância para duas espessuras limite de Pt. A reta ajustada define a constante de amortecimento. b) variação do amortecimento devido ao bombeamento de spin para várias espessuras de Pt.

da densidade de corrente DC aplicada na platina. Estes são obtidos da seguinte maneira: primeiro fazemos uma medida de referência, usando uma guia de onda sem o vão central (em curto-circuito) para fixar a resistência de contato (4,5 Ohms) e outra medida em uma microtira na configuração com o vão com somente Py (195 Ohms); a seguir, utilizamos a resistência medida na tira PyPt R_{med} em um modelo de resistência em paralelo, com resistores representando cada camada $R_{med} = R_{contato} + \frac{R_{pt}R_{py}}{R_{pt}+R_{py}}$, de onde podemos calcular a corrente que atravessa a platina i_{Pt} e a densidade de corrente $J_c = \frac{i_{Pt}}{Area}$, utilizando a área transversal da corrente na platina. Ainda na figura 4.17a, é possível observar a simetria prevista pela dependência angular com $sen(\theta)$, onde os pontos vermelhos são medidos na condição $\theta = 60^\circ$, e os pontos azuis em $\theta = 300^\circ$ com campo negativo, bastando inverter o campo aplicado pelo eletroímã para mudar entre as posições. As curvas se cruzam aproximadamente em zero e têm a mesma inclinação que caracteriza o ângulo Hall de spin $J_s = \Theta_{SHE}J_c$. As medidas com dependência em corrente são realizadas para 5 amostras variando a platina e os valores extraídos para o ângulo Hall de spin com a análise acima é plotado na figura 4.17 b). Assim como no retroespalhamento da corrente de spin no bombeamento de spin, a injeção de corrente de spin também é afetada pela

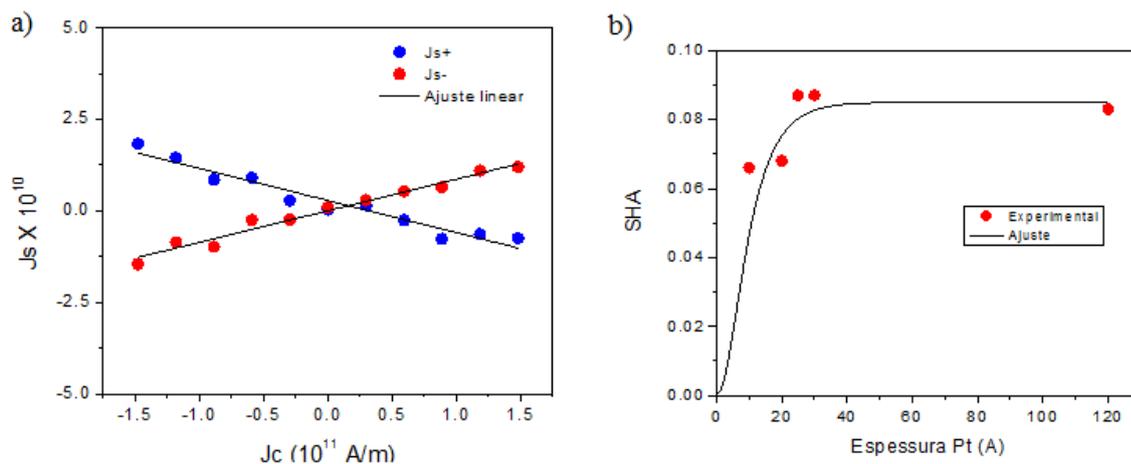


Figura 4.17: a) densidade de corrente de spin vs. densidade de corrente de carga em uma amostra com 3nm de platina. Os pontos vermelhos indicam campo DC externo positivo, enquanto os pontos azuis são obtidos invertendo o campo DC. Os ajustes lineares determinam o ângulo Hall de spin. b) Ângulo Hall de spin vs. espessura de Pt. A curva preta é um ajuste obtido com a equação citada no texto.

espessura da platina em torno do comprimento de difusão. A relação é retirada de [48] $\Theta(t) = \Theta_{\infty}(1 - \text{sech}(d/\lambda))$ e ajustada nos dados experimentais com a curva preta, com parâmetros $\Theta = 0.085 \pm 0.003$ e $\lambda = 7 \pm 2 \text{ \AA}$. Estes resultados são comparáveis aos estimados na literatura para o ângulo Hall de spin: 0.076 [41], 0.08 [32], 0.05 [92], 0.056 [86]; e para o comprimento de difusão 3nm [41] e 0.67nm [92] 1.9nm[63] 3.4nm [86].

Apesar dos valores dos parâmetros serem já bem mais próximos uns dos outros que primeiras estimativas para a platina, a questão ainda está sob discussão [93]. Um motivo já comentado para essas discrepâncias é o efeito de proximidade discutido anteriormente, enquanto outro aparece quando comparamos nossos resultados do comprimento de difusão para a análise feita por bombeamento de spin (1.6nm) e por spintorque (0.7nm) e temos uma diferença fora do erro do ajuste. De fato, a determinação dos parâmetros está sujeita a artefatos que são dependentes das configurações experimentais e formas de geração e detecção da corrente de spin. Como descrito em [86], temos efeitos de perda de memória de spin por espalhamentos na interface associados à configuração usando o bombeamento de spin, enquanto essa contribuição não aparece na medida de efeito Hall de spin inverso

da referência e nem na baseada em spintorque utilizada aqui.

Capítulo 5

Conclusão

Apresentamos, neste trabalho, o estudo de aspectos da dinâmica de magnetização associados a dois sistemas de interesse para a spintrônica: as multicamadas CoFeB/MgO e Py/Cu/Pt, tanto em forma de filme fino quanto na forma de padrões litografados. A ferramenta básica escolhida foi a ressonância ferromagnética em diversas configurações. No capítulo 2, fizemos uma breve revisão da teoria das oscilações magnéticas uniformes, inspirados pelo livro de Gurevich e Melkov [13], além de associarmos este conhecimento com pesquisas mais recentes envolvendo os fenômenos de spintorque [1], bombeamento de spin e efeito Hall de spin.

Os cálculos teóricos produzem um tensor de susceptibilidade magnética que deve ser associado a uma grandeza mensurável, e isso foi feito ao longo do Capítulo 3. Primeiro descrevemos os experimentos mais tradicionais de ressonância ferromagnética, que medem a absorção e reflexão de ondas eletromagnéticas RF proporcionais à susceptibilidade através de diodos retificadores, com montagem em guias de onda banda larga ou cavidades ressonantes. Em seguida, mostramos como fenômenos magnetorresistivos podem ser utilizados para produzir um sinal de voltagem DC proporcional à susceptibilidade, então descrevemos as montagens que utilizam a magnetorresistência anisotrópica e magnetorresistência túnel. A modulação por amplitude e campo para a detecção lock-in é discutido em seguida, onde estabelecemos as funções para ajuste dos dados experimentais

e determinamos as vantagens e desvantagens em adotar cada configuração.

O Capítulo 4 é o texto principal, onde utilizamos a teoria e as montagens experimentais descritas nos capítulos anteriores para investigar sistemas de interesse em spintrônica, que no caso foram filmes finos e junções magnéticas túnel de CoFeB/MgO, além de filmes finos e microtiras de Py/Cu/Pt. Nos filmes de CoFeB, estudamos o aparecimento de uma anisotropia uniaxial para fora do plano, com transição da magnetização do plano para fora, em 1.3nm de espessura, além de mostrarmos uma dependência não-linear da largura de linha com a frequência, atribuída ao espalhamento de 2-mágnons. Passamos então para as junções magnéticas túnel elípticas com camada livre de CoFeB e magnetização no plano, onde aplicamos a técnica de modulação por campo na medida magnetorresistiva, que nos permitiu observar modos não-uniformes de oscilação no sinal de ressonância. A consequência desses outros modos na dinâmica do modo normal é abordada, onde observamos um aumento na largura de linha exatamente na faixa de frequência onde o modo não-uniforme é múltiplo inteiro do modo uniforme, permitindo assim um novo canal de espalhamento de 3-mágnons.

Os filmes finos de Py/Cu/Pt foram submetidos a experimentos de ressonância ferromagnética e dicroísmo circular magnético para várias espessuras de cobre, onde pudemos extrair a contribuição da magnetização induzida na Pt pela interação de troca (efeito de proximidade) na largura de linha dos filmes de Py. Dessa forma, pudemos associar a alta condutância do parâmetro de bombeamento de spin em Py/Pt comparado com Py/Cu/Pt a esse fenômeno. Passamos então a estudar microtiras de Py/Pt em uma geometria onde a excitação é dada pelo efeito Hall de spin AC e detecção magnetorresistiva. Nesse experimento, aplicamos correntes DC durante a ressonância e identificamos as variações na largura de linha do Py que foram associadas ao spintorque induzido pelo efeito Hall de spin DC. Dessa forma determinamos o ângulo Hall de spin e comprimento de difusão da platina, além de compararmos com os resultados obtidos com o experimento de bombeamento de spin.

Como perspectiva, desejo seguir a linha de pesquisa em colaboração com o LNLS e CBPF em efeitos de transporte de correntes polarizadas em spin em filmes finos metálicos e sistemas litografados. Mais especificamente, a possibilidade de investigar elétrons específicos de um metal (Pt, W, Pd) oferecida pela radiação síncrotron em diferentes bordas, em princípio permite identificar os elétrons responsáveis pela polarização originada pelo efeito Hall de spin, bombeamento de spin, ou qualquer outro fenômeno que produza correntes puras de spin ou spin polarizadas. As amostras poderão ser produzidas no LAB-NANO e a detecção tradicional dessas por meio de ressonância ferromagnética poderá ser feita nos laboratórios do CBPF para fins de comparação com resultados anteriores e com estimativas de parâmetros característicos. Esperamos que conjuntos de resultados obtidos com as técnicas descritas acima, unidas com seu entendimento teórico, poderão contribuir para a discussão da origem da polarização dos elétrons em diferentes metais, que podem ter até polarizações com sinais opostos. Resultados preliminares foram obtidos aplicando corrente DC em um filme multicamada Py/Pt e observando a polarização dos elétrons da platina na direção perpendicular, como previsto pela teoria do efeito Hall de spin.

Referências Bibliográficas

- [1] J.C. Slonczewski. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Physical Review B*, 39(6995), 1989.
- [2] A. Fert. Nobel lecture: Origin, development, and future of spintronics. *Reviews of modern Physics*, 76(333-410), 2004.
- [3] V.I. Perel, M.I Dyakonov. Spin hall effect. *Sov. Phys. JETP*, 13(467), 1971.
- [4] J.E.Hirsch. Spin hall effect. *Physical Review Letters*, 83(9), 1999.
- [5] V.E. Demidov, S. Urazhdin, H. Ulrichs, V. Tiberkevich, A.Slavin, D. Baither, G. Schmitz, S. O. Demokritov. Magnetic nano-oscillator driven by pure spin current. *Nature materials*, 110(147601), 2012.
- [6] A. D. Brataas, A. D. Kent and H. Ohno. Current-induced torques in magnetic materials. *Nature Materials*, 11(5), (2012).
- [7] G. Vignale. Ten years of spin hall effect. *J Supercond Nov Magn*, 23(1):3-10, 2010.
- [8] S. Das Sarma, I. Zutic, J. Fabian. *Spintronics: Fundamentals and applications*. *Reviews of modern Physics*, 76(333-410), 2004.
- [9] V.P. Denysenkov, A.M. Grishin. Broadband ferromagnetic resonance spectrometer. *Rev.Sci. Instrum.*, 74, 3400, 2003.

- [10] A. Hirohata et al., A. Yamaguchi, K. Motoi. Broadband ferromagnetic of NiFe wires using rectifying effect. *Physical Review B*, 78 (104401), 2008.
- [11] N. Mecking, Y.S. Gui, C.-M. Hu. Microwave photovoltage and photoresistance effects in ferromagnetic microstrips. *Physical Review B*, 76:224430, 2007.
- [12] A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima et al., Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions. *Nature*, vol. 438, 7066 (2005).
- [13] A.G. Gurevich and G.A. Melkov. *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press, Inc., 1996.
- [14] S.V. Vonsovskii. *Ferromagnetic Resonance*. Pergamon Press, 1966.
- [15] C. Kittel. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. *Physics Review*, 73,155, 1948.
- [16] J.M.D. Coey. *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge, 2009.
- [17] J.M. Shaw et al. H.T. Nembach, T.J.Silva. Perpendicular ferromagnetic resonance measurements of damping and Lande[over']g - factor in sputtered $(\text{Co}_2\text{Mn})_{1-x}\text{Ge}_x$ thin films. *Physical Review B*, 84(054424), 2011.
- [18] J. M. L. Beaujour, W. Chen, K. Krycka, C. C. Kao, J. Z. Sun, A. D. Kent. Ferromagnetic resonance study of sputtered Co/Ni multilayers. *The European Physical Journal B*, 59(4), 475-483, 2007.
- [19] A. Hutchison et al. I. Harward, T.O' Keevan. A broadband ferromagnetic resonance spectrometer to measure thin films up to 70 GHz. *Review of scientific Instruments*, 82(095115), 2011.
- [20] L.R. Walker. Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance. *Physical Review*, 105(2):390, 1957.

- [21] S.O.Demokritov. Spin Wave Confinement. Pan Stanford Publishing, 2009.
- [22] P.E.Tannenwald, R. Weber. Exchange Integral in Cobalt from spin wave resonance. Physical Review, 121(3):715, 1961.
- [23] L.Saasage et. al. K.Ando, J. Ieda. Electric detection of spin wave resonance using inverse spin-hall effect. Applied Physics Letters, 94(262505), 2009.
- [24] Teruya Shinjo. Nanomagnetism and Spintronics. Elsevier, 2014.
- [25] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, K. Ando. Giant room- temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions. Nature Materials, 3:868-871, 2004.
- [26] S.S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P.M. Rice, B. Hughes, M. Samant, S. Huang. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers. Nature Materials, 3:862-867, 2004.
- [27] M. Nagai et al. D. Djayaprawira, Tsunekawa. 230magnetic tunnel junctions. Applied Physics Letters, 86(0922502), 2005.
- [28] C.Wang, Y.-T. Cui, J. Z. Sun, J. A. Katine, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph. Bias and angular dependence of spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions. Physical Review. B, 79(224416), 2009.
- [29] K.Yakushiji T. Nagaham et al. H.Kubota, A. Fukushima. Quantitative measurement of voltage dependence of spin-transfer torque in mgo-based magnetic tunnel junctions. Nature Physics, 4:37- 41, 2008.
- [30] Y.K.Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom. Observation of spin hall effect in semiconductors. Science, 306(5703), 1910-1913, 2004.
- [31] O.M.J van't Erve, A.T. Hanbicki, K.M. McCreary. Optical detection of spin hall effect in metals. Applied Physics Letters, 104(172402), 2014.

- [32] K. H. Nakayama, K. Ando, K. Harii, T. Yoshino, R. Takahashi. Geometry dependence on inverse spin hall effect induced by spin pumping in Ni₈₁Fe₁₉/Pt films: *Physical Review B*; 85(144408), 2012.
- [33] C. Salvador, S. M. Rezende, L. H. Vilela-Leão, G. L. da Silva, and A. Azevedo. Direct current voltage generated in metallic layers by spin pumping. *Journal of Applied Physics*, 109(07C910), 2011.
- [34] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-hall effect. *Applied Physics Letters*, 88(182509), 2006.
- [35] C. Miniatura, N. Chandrasekhar, C. W. Koong, B-G. Englert. Giant spin hall conductivity in platinum at room temperature. *arXiv:1004.1273*. [cond-mat.mes-hall], 2010.
- [36] Y. Otani, T. Kimura. Spin current related phenomena in metallic nano-structures. *Physica E*, 43(3), 735-740, 2011.
- [37] H-A. Engel, I. Bertrand, I. Halperin and, I. Emmanuel, I. Rashba. Theory of spin hall conductivity in n-doped GaAs. *Physical Review Letters*, 95(166605), 2005.
- [38] K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, E. Saitoh. Electric manipulation of spin relaxation using the spin hall effect. *Physical Review Letters*, 101(036601), 2008.
- [39] R. B. Muniz, F. S. M. Guimarães, A. T. Costa and D. L. Mills. Spin currents in metallic nanostructures: Explicit calculations. *Physical Review B*, 84(054403), 2011.
- [40] G. E.W. Bauer and HuJun Jiao. Spin backflow and ac voltage generation by spin pumping and the inverse spin hall effect. *Physical Review Letters*, 110(217602), 2013.
- [41] L. Liu, T. Moriyama, D.C.Ralph, and, A. Buhrman. Spin-torque ferromagnetic resonance induced by the spin hall effect. *Physical Review Letters*, 106(036601), 2011.

- [42] L. Liu, C.F. Pai, Y Li, H. W. Tseng, D.C. Ralph, R.A. Buhrman. Spin-torque switching with the giant spin hall effect of tantalum. *Science*, 336(6081), 555 - 8, 2012.
- [43] C. F. Pai, L. Liu, Y. Li, H. W. Tseng, D.C. Ralph, R.A. Buhrman. Spin transfer torque devices utilizing the giant spin hall effect of tungsten. *Applied Physics Letters*, 101(122404), 2012.
- [44] Y. Niimi, Y. Kawanishi, D. H. Wei, C. Deranlot, H. X. Yang, M. Chshiev, T. Valet, A. Fert, Y. Otani. Giant spin hall effect induced by skew scattering from bismuth impurities inside thin film CuBi alloys. *Physical Review Letters*, 109(156602), 2012.
- [45] O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann. Quantifying spin hall angles from spin pumping: Experiments and theory. *Physical Review Letters*, 104(046601), 2010.
- [46] V. Vlaminck, J. E. Pearson, S. D. Bader, A. Hoffmann. Dependence of spin-pumping spin hall effect measurements on layer thicknesses and stacking order. *Physical Review B*, 88(064414), 2013.
- [47] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. F. Lacerda Santos, and S. M. Rezende. Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment. *Phys. Rev. B* 83, 144402 (2011).
- [48] Y. Tserkovnyak, A. Braatas, G. E. W. Bauer, I. Halperin. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures. *Review of modern Physics*, 77(4), 1375, 2005.
- [49] S.M. Rezende, R.L. Rodríguez-Suárez, M.M. Soares, L.H. Vilela-Leão, D. Ley Domínguez, A. Azevedo. Enhanced spin pumping damping in yttrium iron garnet/Pt bilayers. *Applied Physics Letter*, 102(012402), 2013.
- [50] Z. Feng, J. Hu, L. Sun, B. You, D. Wu, J. Du, W. Zhang, A. Hu, Y. Yang. Spin hall angle quantification from spin pumping and microwave photoresistance. *Physical Review B*, 85(214423), 2012.

- [51] O.Mosendz, V. Vlaminc, J.E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, A. Hoffman. Detection and quantification of inverse spin hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers. *Physical Review B*, 82(214403), 2010.
- [52] S. Mizukami, Y. Ando, T. Miyazaki. Effect of spin diffusion on Gilbert damping for a very thin permalloy layer in Cu/permalloy/Cu/Pt films. *Physical Review B*, 66(104413), 2002.
- [53] K. Lenz, T. Tolinski, J. Lindner, E. Kosubek, K. Baberschke. Evidence of spinpumping effect in the ferromagnetic resonance of coupled trilayers. *Physical Review B*, 69(144422), 2004.
- [54] Yaroslav Tserkovnyak , Arne Brataas, G. E. W. Bauer. Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic Films. *Physical Review Letters*, 88(117601), 2002.
- [55] R. Urban, G. Woltersdorf, B. Heinrich. Gilbert damping in single and multilayer ultrathin films: Role of interfaces in nonlocal spin dynamics. *Physical Review Letters*, 87(217204), 2001.
- [56] T.Kimura, J. Hamrle, Y. Otani. Estimation of spin-diffusion length from the magnitude of spin-current absorption: Multiterminal ferromagnetic/nonferromagnetic hybrid structures. *Physical Review B*, 72(014461), 2005.
- [57] F. J. Jedema, M. S. Nijboer, A. T. Filip, and B. J. van Wees. Spin injection and spin accumulation in all-metal mesoscopic spin valves. *Physical Review B*, 67(085319), 2003.
- [58] D.M. Pozar. *Microwave Engineering*. John Wiley Sons, INC., 1998.
- [59] Chi-Kuen Lo. *Instrumentation for Ferromagnetic Resonance Spectrometer, Ferromagnetic Resonance - Theory and Applications*. In: Dr. Orhan Yalcin (Ed.).*Ferromagnetic Resonance - Theory and Applications*, 2013.
- [60] Nathan C. Emley. Doctor of Philosophy. PhD thesis, Cornell University, 2005.

- [61] J.C. Sankey, Y. T. Cui, J. Z. Sun, R. A. Buhrman, D. C. Ralph. Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, 4:67-71, 2007.
- [62] L. Liu, T. Moriyama, D.C.Ralph, and, A. Buhrman. Spin-torque ferromagnetic resonance induced by the spin hall effect. *Physical Review Letters*, 106(036601), 2011.
- [63] A. Ghosh, S. Auffret, U. Ebels, F. Wilhelm, A. Rogalev, W.E. Bailey. Effect of direct exchange on spin current scattering in Pd and Pt. arXiv:1308.0450v1 [cond-mat.mes-hall], 2013.
- [64] J. Zhu, J.A. Katine, G. E. Rowlands Y.-J. Chen, Z. Duan, J. G. Alzate, P. Upadhyaya, J. Langer, P. K. Amiri, K. L. Wang, I. N. Krivorotov. Voltage-induced ferromagnetic resonance in magnetic tunnel junctions. *Physical Review Letters*, 108(197203), 2012.
- [65] H. K. A. Yamaguchi, A. Fukushima, H. Kubota and S. Yuasa. Spin torque diode spectroscopy of quantized spin wave excited in a magnetic tunnel junction. *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, 48, 2012.
- [66] X. Cheng, J. A. Katine, G. Rowlands, I. N. Krivorotov. Nonlinear ferromagnetic resonance induced by spin torque in nanoscale magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 103(082402), 2013.
- [67] Tohoku Univ. Sendai ; Hayakawa J. ; Young Min Lee ; Matsukura F. Ikeda, S. ;Lab. for Nanoelectron. Spintronics. Magnetic tunnel junctions for spintronic memories and beyond. *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, 54, 2013.
- [68] G.E. Rowlands, I. N. Krivorotov. Magnetization dynamics in a dual free-layer spin-torque nano-oscillator. *Physical Review B*, 86(094425), 2012.
- [69] Z. Gao, H. Cho, A. V. Nazarov, K. Nikolaev and Dion Song. Microwave generation in MgO magnetic tunnel junctions due to spin transfer effects. *Journal of Applied Physics*, 103 (07A503), 2008.

- [70] O. V. Prokopenko, I. N. Krivorotov, E. Bankowski, T. Meitzler, S. Jaroch, V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin. Spin-torque microwave detector with out-of-plane precessing magnetic moment. *Journal of Applied Physics*, 111(123904), 2012.
- [71] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, H. Ohno. A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction. *Nature Materials*, 9:721-724, 2010.
- [72] T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki, K. Ohta, N. Toda, M. Mizuguchi, A. A. Tulapurkar, T. Shinjo, M. Shiraishi, S. Mizukami, Y. Ando, Y. Suzuki. Large voltage-induced magnetic anisotropy change in a few atomic layers of iron. *Nature Nanotechnology*, 4:158-161, 2009.
- [73] F. M. de Aguiar Antonio Azevedo, A. B. Oliveira and S. M. Rezende. Extrinsic contributions to spin-wave damping and renormalization in thin films. *Physical Review B* 62 (5331), 2000.
- [74] S. M. Rezende, A. Azevedo, M. A. Lucena, F. M. de Aguiar. Anomalous spin-wave damping in exchange-biased *films*. *Physical Review B*, 63(214418), 2001.
- [75] R. Meckenstock, J. Lindner, D. Spoddig, Zi-An Li, B. Krumme, H. Wende, I. Barsukov, P. Landeros, H. Wende, D. Mills and M. Farle. Tuning magnetic relaxation by oblique deposition. *Physical Review B*, 85(014420), 2012.
- [76] C. Raeder, C. Hassel, O. Posth, R. Meckenstock, P. Landeros, J. Lindner, I. Barsukov, D. L. Mills. Two-magnon damping in thin films in case of canted magnetization: Theory versus experiment. *Physical Review B*, 80(224421), 2009.
- [77] Kh. Zakeri, J. Lindner, I. Barsukov, R. Meckenstock, M. Farle, U. von Horsten, H. Wende, W. Keune, J. Rucker, S. S. Kalarickal, K. Lenz, W. Kuch, K. Baberschke, Z. Frait. Spin dynamics in ferromagnets: Gilbert damping and two-magnon scattering. *Physical Review B*, 76(104416), 2009.

- [78] Yu Fu, I. Barsukov, A. M. Gonçalves, M. Spasova, M. Farle, L. C. Sampaio, R. E. Arias, I. N. Krivorotov. Field-dependent perpendicular magnetic anisotropy in CoFeB thin films. *Applied Physics Letters*, 105(152403), 2014.
- [79] M. L. Schneider, A. B. Kos, and T. J. Silva. Dynamic anisotropy of thin permalloy films measured by use of angle-resolved pulsed inductive microwave magnetometry. *Applied Physics Letters*, 86(202503), 2005.
- [80] R. Dutra, D.E. Gonzalez-Chaves, T.L. Marcondes, A.M.H. de Andrade, J. Geshev, R.L. Sommer. Rotatable anisotropy of Ni₈₁Fe₁₉/Ir₂₀Mn₈₀ films: A study using broadband ferromagnetic resonance. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 346:1-4, 2013.
- [81] S. M. Rezende, A. Azevedo, M. A. Lucena, F. M. de Aguiar. Anomalous spin-wave damping in exchange-biased *ijms*. *Physical Review B*, 63(214418), 2001.
- [82] R. D. McMichael and M. D. Stiles. Magnetic normal modes of nanoelements. *Journal of Applied Physics*, 97:10J901, 2005.
- [83] A. Azevedo, F. M. de Aguiar, and S. M. Rezende. Nonlinear dynamics of spin- injected magnons in magnetic nanostructures. *Journal of Applied Physics*, 91(8046), 2002.
- [84] S. M. Rezende, F. M. de Aguiar, A. Azevedo. Spin-wave theory for the dynamics induced by direct currents in magnetic multilayers. *Physical Review Letters*, 94:037202, 2005.
- [85] R.H Liu, W.L. Lim, S. Urazhdin. Spectral characteristics of the microwave emission by spin hall nano-oscillator. *Physical Review Letters*, 110(14),147601, 2013.
- [86] P. Laczkowski, W. Savero, J.-P. Attané, C. Deranlot, M. Jamet, J.-M. George, L. Vila, J.-C. Rojas-Sánchez, N. Reyren, and H. Jaffrés. Spin pumping and inverse spin hall effect in effect in platinum: The essential role of spin-memory loss at metallic interfaces. *Physical Review Letters*, 112(106602), 2014.

- [87] O. d'Allivy Kelly, A. Anane, R. Bernard, J. Ben Youssef, C. Hahn, A. H. Molpeceres, C. Carrétéro, E. Jacquet, C. Deranlot, P. Bortolotti, R. Lebourgeois J.-C. Mage, G. de Loubens, O. Klein, V. Cros, A. Fert. Inverse spin hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system. *Applied Physics Letters*, 103:082408, 2013.
- [88] O. Klein, M. Viret, V. V. Naletov, C. Hahn, G. de Loubens and J. Ben Youssef. Comparative measurements of inverse spin hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta. *Physical Review B*, 87 (174417), 2013.
- [89] A. Ghosh, J. F. Sierra, S. Auffret, U. Ebels and W. E. Bailey. Dependence of nonlocal Gilbert damping on the ferromagnetic layer type in ferromagnet/Cu/Pt heterostructures. *Appl. Phys. Lett.* 98, 052508 (2011).
- [90] E. Montoya, B. Heinrich, and E. Girt. Quantum well state induced oscillation of pure spin currents in Fe/Au/Pd(001) systems. *Physical Review Letters*, 113:136601, 2014.
- [91] W. E. Bailey, A. Ghosh, S. Auffret, E. Gautier, U. Ebels, F. Wilhelm, A. Rogalev. Pd magnetism induced by indirect interlayer exchange coupling. *Physical Review B*, 86:144403, 2012.
- [92] T. Kimura, J. Hamrle, Y. Otani. Estimation of spin-diffusion length from the magnitude of spin-current absorption: Multiterminal ferromagnetic/nonferromagnetic hybrid structures. *Physical Review B*, 72(014461), 2005.
- [93] Luqiao Liu, R. A. Buhrman D. C. Ralph. Review and analysis of measurements of the spin hall effect in platinum. arXiv:1111.3702 v.3[cond-mat.mes-hall], 2011.
- [94] H. Ulrichs, V. E. Demidov, S. O. Demokritov, and S. Urazhdin. Spin-torque nanoemitters for magnonic applications. *Applied Physics Letters*, 100 (162406), 2012.