



Universidade Federal de Pernambuco
Centro de Ciências Exatas e da Natureza
Programa de Pós-Graduação em Física

Edycleyson Carlos de Souza

Estudo de fenômenos de interface em heteroestruturas $Y_3Fe_5O_{12}/(NM \text{ e } AFM)$

produzidas por *magnetron sputtering*

Recife

2023

Edycleyson Carlos de Souza

Estudo de fenômenos de interface em heteroestruturas $Y_3Fe_5O_{12}$ /(NM e AFM)

produzidas por *magnetron sputtering*

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Área de Concentração: Física da matéria condensada e de materiais

Orientador (a): Prof. Sérgio Machado Rezende

Recife
2023

Catálogo na fonte
Bibliotecária Nataly Soares Leite Moro, CRB4-1722

S729e Souza, Edycleyson Carlos de
Estudo de fenômenos de interface em heteroestruturas $Y_3Fe_5O_{12}/(NM$ e AFM) produzidas por *magnetron sputtering* / Edycleyson Carlos de Souza. – 2023.
101 f.: il., fig., tab.

Orientador: Sergio Machado Rezende.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN, Física, Recife, 2023.
Inclui referências.

1. Física da matéria condensada e de materiais. 2. Spintrônica. 3. Magnônica. 4. Correntes de spin. I. Rezende, Sergio Machado (orientador). II. Título.

530.41 CDD (23. ed.) UFPE- CCEN 2023 - 62

EDYCLEYSON CARLOS DE SOUZA

**Estudo de fenômenos de interface em heteroestruturas
 $Y_3Fe_5O_{12}/(NM \text{ e } AFM)$ produzidas por *magnetron sputtering***

Dissertação apresentada ao Programa de Pós Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito para a obtenção do título de Mestre em Física. Área de concentração: Física da Matéria Condensada e de Materiais.

Aprovado em: 17/02/2023.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Sergio Machado Rezende
Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Fernando Luís de Araújo Machado
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Roberto Lázaro Rodríguez Suárez
Examinador Externo
Pontificia Universidad Católica de Chile

Com todo amor que não consigo mensurar, à minha mãe e ao meu padrasto.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente a Deus por sempre estar ao meu lado nos momentos mais sombrios e escuros.

Ao longo dessa jornada conheci pessoas que de alguma maneira contribuíram para minha formação pessoal e científica, por isso gostaria de agradecê-las.

A minha eterna gratidão ao meu orientador Prof. Sergio Machado Rezende, pela enorme paciência ao longo desta jornada e pela orientação, conhecimentos repassados e amizade.

Meus agradecimentos também aos professores Antonio Azevedo e Fernando Machado por toda ajuda, paciência e conselhos que foram fundamentais para minha formação acadêmica e científica. Ao Prof Eduardo Pádrón por toda ajuda, conhecimentos repassados e momentos de descontração. Aos professores da UFRN Edimilson Félix, Felipe Bohn, Marcio Assolin Correa e Matheus Gamino pela ajuda nas medidas experimentais e pela amizade desde minha graduação.

Aos técnicos e funcionários do DF por toda ajuda quando precisei.

Aos meus colegas de laboratório, Elias, Daniel, Diêgo, Eudes, Pablo, Eduardo, Jefferson, Kacio, Carlos (Carluxo), Caio, Fernando, Lilian, Laurentan, Pedro e Dyego por toda ajuda, amizade, momentos de descontração e troca de conhecimento. Sem vocês esta jornada seria bastante entediante.

Aos amigos de graduação, Alberto, Fernanda, Paola, Mayara, Felipe Menescal, Luana, Thiago e aos grupos do HE e S.O.C.A por toda ajuda que me proporcionaram.

Aos meus melhores amigos, Arthur, Doglas, Emanuel, Sameron, Kevin, Thiago e Lorena que contribuíram MUITO para que eu chegasse até aqui.

À minha família, especialmente à minha mãe Ivanilda, meu padrasto Antônio e à minha vó Odete por todo amor, dedicação e investimento para que eu me tornasse um homem, aos meus sogros Lindalice e Joseraldo por todo acolhimento. À Vitória Martins por todo amor e companheirismo que me fizeram chegar até aqui.

À CAPES, CNPq e FACEPE por todo suporte financeiro.

"As vidas acabam... Os corações se partem... Se importar não é vantajoso" **Mycroft Holmes**

RESUMO

A spintrônica é uma ativa e excitante área da ciência e tecnologia cujos objetivos principais são estudar e aplicar a geração, detecção e manipulação das correntes de spin nos diversos materiais. Neste cenário, os efeitos de interface bombeamento de spin (*spin pumping*) e *exchange bias* se destacam devido às aplicações em dispositivos spintrônicos e magnônicos, tais como: transistores de spin e sensores magnéticos que operam na faixa de GHz. O efeito de *spin pumping* consiste na injeção de uma corrente pura de spin devido à precessão da magnetização de um material magnético quando este atinge a condição de ressonância ferromagnética, enquanto o efeito de *exchange bias* refere-se ao acoplamento interfacial entre os spins de um material ferromagnético com um material antiferromagnético. Nesta dissertação investigamos estes efeitos de interface em heteroestruturas de YIG/NM e YIG/AFM produzidas por *magnetron sputtering*, onde NM é um metal não magnético e AFM é um metal antiferromagnético. A respeito das estruturas YIG/NM, a caracterização estrutural demonstrou um crescimento epitaxial das amostras na direção do substrato de $Gd_3Ga_5O_{12}$ com orientação cristalina (444), resultando nas propriedades estruturais adequadas. A caracterização magnética das amostras demonstrou um caráter magnético macio com coercividade em torno de 3,7 Oe, comportamento isotrópico no plano e um baixo amortecimento magnético da ordem de $5,8 \times 10^{-4}$, características desejáveis para aplicações em spintrônica. As medidas de *spin pumping* em bicamadas YIG/NM mostraram que a arquitetura [Pt-Ag] (multicamadas compostas por Pt e nanopartículas de Ag) aumenta consideravelmente a eficiência de conversão entre correntes de carga e de spin, com um ângulo Hall de spin $\theta_{SH} = 0,13$. Inspirados neste resultado, investigamos o controle do amortecimento magnético nas amostras de YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag]. Os resultados obtidos mostraram que a partir da aplicação de uma corrente elétrica é possível controlar os mecanismos de relaxação da magnetização do material, onde a presença das nanopartículas de Ag permite maior controle no amortecimento magnético. No tocante as amostras YIG/AFM, a caracterização estrutural mostrou um crescimento epitaxial do material antiferromagnético na textura (111) e uma estrutura cristalina fcc, esta textura é bastante importante para se obter um bom efeito de *exchange bias*. A dependência angular das medidas de FMR mostrou o surgimento de uma anisotropia unidirecional que se transforma em um caráter isotrópico com o aumento da espessura da camada magnética, reduzindo o campo de *exchange*. As medidas de magnetização mostraram o deslocamento na curva de histerese, outra assinatura do efeito de *exchange bias*, onde esta característica diminui com o aumento da

espessura do YIG. Investigamos a dependência da temperatura nas curvas de magnetização, os resultados mostraram o aumento da coercividade e do campo de *exchange* com a diminuição da temperatura.

Palavras-chave: Spintrônica; Magnônica; Correntes de spin; Efeito Hall de spin; *Spin pumping*; *Exchange bias*; *Magnetron sputtering*.

ABSTRACT

Spintronics is active and exciting science and technology area whose principal goal are study and apply the generation, detection and manipulation of spin currents in materials. In this context, the interface effects spin pumping and exchange bias stand out due to their applications in spintronics and magnonics devices such as: spin transistors and magnetic sensors operating in the GHz range. Spin pumping effect refers to pure spin current injection due to magnetization precession of magnetic material under resonance condition, while exchange bias effect refers to interfacial coupling between ferromagnetic and antiferromagnetic materials spins. In this dissertation, we investigation this interface effects in heterostructures YIG/NM and YIG/AFM grown by magnetron sputtering, where NM is non magnetic metal and AFM is antiferromagnetic metal. Regarding to structures YIG/NM, structural characterization demonstrated epitaxial growth of samples in $Gd_3Ga_5O_{12}$ substrate direction with crystalline orientation (444), resulting in appropriate structural properties. Magnetic characterization of samples demonstrates soft magnetic feature, isotropic behavior in plane and low magnetic damping, desirable features for spintronics applications. Spin pumping measurements in bilayers YIG/NM shows that the architecture [Pt-Ag] (multilayers composite by Pt and nanoparticles of Ag) increase considerably efficiency of conversion between spin-charge currents. Inspired in these results, we investigate magnetic damping control in the samples YIG/Pt and YIG/[Pt-Ag], we show that from the application of an electric current it is possible to control the relaxation mechanisms of the magnetization of the material, where Ag nanoparticles presence allow greater magnetic damping control. Regarding to structures YIG/AFM, structural characterization showed epitaxial growth of AFM layer in the (111) texture and fcc structure crystalline, this texture is very important to get a good exchange bias effect. Angular dependence of FMR measurements showed the appearance of the unidirectional magnetic anisotropy that transforme in isotropic behavior with increase magnetic layer thickness, decreasing exchange field. Magnetization measures shows displacement in the hysteresis loops, other exchange bias effect signature, where this feature decreasing with YIG layer thickness increase. We investigate temperature dependece in the magnetization curves, the results shows coercive increase and exchange field with temperature decrease.

Keywords: Spintronics; Magnonics; Spin currents; Spin Hall effect; Spin pumping; Exchange bias; Magnetron sputtering.

LISTA DE FIGURAS

- Figura 1 – **(a)** Célula unitária convencional do YIG, com os sítios tetraedrais em verde e os sítios octaedrais em azul. As esferas pretas representam os íons Y^{3+} , enquanto as esferas vermelhas representam os íons O^{2-} . Figura retirada da referência [22]. **(b)** Esquemática dos sítios dodecaedrais, octaedrais e tetraedrais. Nesta representação as esferas azuis representam os íons O^{2-} , a esfera amarela representa os íons Y^{3+} , enquanto as esferas vermelha e rosa representam os íons Fe^{3+} dos sítios octaedral e tetraedral, respectivamente. Figura retirada de [2]. 23
- Figura 2 – **(a)** Movimento de precessão da magnetização em torno de um campo magnético estático aplicado ao longo do eixo \hat{z} . **(b)** Movimento de precessão da magnetização levando em consideração os mecanismos de relaxação e o mesmo sentido de precessão da figura 2-(a). 27
- Figura 3 – **(a)** Potência em função do campo magnético aplicado. A condição de ressonância é atingida quando o campo magnético atinge o valor de H_r . O gráfico inserido mostra a derivada da potência em função do campo magnético aplicado. Os parâmetros utilizados para os gráficos são: $hrf = 0,07$ Oe, $4\pi M_{eff} = 10$ kG, $f = 9,4$ GHz e $\gamma/2\pi = 2,8$ GHz/kOe, onde o campo de ressonância e a largura de linha são 1 kOe e 30 Oe, respectivamente. Valores típicos para liga de Py [31]. **(b)** Largura de linha em função da frequência de ressonância para valores distintos de α 29
- Figura 4 – Ilustração de uma cadeia linear de spin sob um campo magnético aplicado ao longo da direção \hat{z} 34
- Figura 5 – **(a)** Estado fundamental para os spins. **(b)** Ilustração do primeiro estado excitado de spin correspondente ao desvio de spin no sítio i 34
- Figura 6 – **(a)** Representação superior das ondas de spin. **(b)** Ilustração clássica das ondas de spin precessionando circularmente em torno da direção de equilíbrio. 36
- Figura 7 – Representação das coordenadas cartesianas do vetor de onda k , onde θ_k representa o ângulo entre o vetor de onda e o campo magnético aplicado ao longo do eixo \hat{z} 39

- Figura 8 – Ilustração do comportamento dos dipolos magnéticos para ondas de spin se propagando paralelamente ao campo magnético aplicado **(a.I)** e perpendicularmente ao campo magnético **(a.II)**. **(b)** Relação de dispersão para ondas de spin expressa na equação 2.81 para três configurações angulares distintas. Para as três diferentes curvas os seguintes parâmetros foram utilizados: $\lambda_{exc} = 5,4 \times 10^{-9} \text{ Oe cm}^{-2}$, $\gamma = 2\pi \times 2,8 \text{ GHz/kOe}$, $4\pi M_{eff} = 1,75 \text{ kG}$ e $H_z = 1,5 \text{ kOe}$ 39
- Figura 9 – **(a)** Corrente de spin em materiais metálicos, em que os elétrons são responsáveis pelo transporte de spin. **(b)** Corrente de spin em materiais magnéticos isolantes, o principal responsável pelo transporte de spin são os mágnons. 44
- Figura 10 – **(a)** Ilustração do efeito Hall de spin, em que uma corrente elétrica aplicada em um material não-magnético é convertida em uma corrente de spin transversal por meio dos mecanismos do acoplamento spin-órbita. **(b)** Representação do efeito Hall de spin inverso, onde uma corrente de spin é convertida parcialmente em uma corrente eletrônica devido ao espalhamento do acoplamento spin-órbita. 47
- Figura 11 – Ilustração do processo de *spin pumping*. A precessão da magnetização do material magnético injeta uma corrente de spin pura ao longo da direção \hat{y} na camada não magnética. Esta precessão ocorre quando a amostra está submetida a um campo magnético alternado ao longo da direção \hat{x} perpendicularmente a um campo magnético estático aplicado ao longo de \hat{z} e atinge a condição de ressonância. Através do efeito Hall de spin inverso, a corrente de spin injetada no NM é parcialmente convertida em uma corrente de carga transversal, detectada por meio de contatos elétricos na extremidade do material. 51

Figura 12 – **(a)** Gráfico da equação 2.154, ilustrando o comportamento da corrente elétrica em função do campo magnético em três diferentes configurações angulares para uma amostra de Py(50nm)/Pt(6nm), os parâmetros utilizados foram: $4\pi M_{ef} = 10$ kG, $\theta_{SHPt} = 0,05$, $g_{eff-Pt}^{\uparrow\downarrow} = 2,7 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$, $f = 9,417$ GHz, $\lambda_{Pt} = 3,7$ nm, $p_{x,z} = 0,31$, $h_{rf} = 1,77p_{rf}^2$, $p_{rf}^2 = 100$ mW, $\Delta H = 30$ Oe, $R_{Pt} = 100 \Omega$, $w = 1,5$ cm. Estes valores foram retirados da referência [66]. **(b)** Comportamento da corrente elétrica máxima de *spin pumping* em função da potência de excitação para diferentes materiais NM, as inclinações das curvas indicam que a Pt possui maior θ_{SH} comparado a outros materiais, os parâmetros utilizados para o Ta e IrMn foram: $4\pi M_{ef} = 10$ kG, $\theta_{SHIrMn} = 0,022$, $\theta_{SHTa} = 0,033$, $g_{eff-IrMn}^{\uparrow\downarrow} = 12 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$, $g_{eff-Ta}^{\uparrow\downarrow} = 2,2 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$, $f = 9,417$ GHz, $\lambda_{IrMn} = 0,7$ nm, $\lambda_{Ta} = 8$ nm, $p_{x,z} = 0,31$, $h_{rf} = 1,77p_{rf}^2$, $p_{rf}^2 = 100$ mW, $\Delta H_{IrMn} = 25$ Oe, $\Delta H_{Ta} = 27$ Oe, $R_{IrMn} = 1250 \Omega$, $R_{Ta} = 45 \Omega$, $w = 1,5$ cm. Estes valores foram retirados das referências [66,67,68]. 53

Figura 13 – **(a)** Ilustração da câmara do *sputtering*. **(b)** Esquematização do processo de deposição assistido por uma configuração de ímãs. 55

Figura 14 – **(a)** Ilustração das etapas do tratamento térmico empregado nas amostras. A figura inserida no gráfico mostra as amostras pré e pós tratamento térmico. **(b)** Imagem das nanopartículas de Ag depositadas sobre uma camada de Pt, obtida por meio da técnica de técnica de microscopia eletrônica de varredura (MeV) pertencente ao departamento de física da UFPE. 57

Figura 15 – Ilustração da incidência dos feixes de raios-X sobre planos atômicos espaçados por uma distância d 58

Figura 16 – **(a)** Representação esquemática de um difratômetro de raios-X, na geometria Bragg-Betano ($\theta - 2\theta$). **(b)** Equipamento Rigaku SmartLab utilizado para realização da caracterização estrutural das amostras. 58

Figura 17 – Medida de reflexão de raios-X para um filme de prata (Ag) depositado sobre substrato de Si (100), onde é possível identificar franjas de Kiessing e o índice relativo a cada franja. O gráfico inserido mostra o vetor espalhamento em função de cada índice. A partir do ajuste da equação 3.4 obtemos uma espessura de 24 nm. 60

Figura 18 – (a) Esquemática do diagrama de blocos para o VSM. (b) VSM Lake Shore modelo 7407 pertencente ao grupo GNMS da UFRN, utilizado para realizar medidas de magnetização exposta nesta dissertação.	62
Figura 19 – Equipamento utilizado para medidas de magnetização em baixas temperaturas.	62
Figura 20 – Representação das montagens experimentais para técnica de ressonância ferromagnética. (a) Esquemática do diagrama de blocos para cavidade ressonante operando na banda X. (b) Ilustração da montagem experimental para medidas de FMR realizadas em uma <i>stripline</i>	64
Figura 21 – (a) - (b) Padrões de DRX para o substrato orientado de GGG (111) e para a amostra GGG/YIG, em que é evidenciado um crescimento epitaxial do YIG longo da orientação (111). (c) Vista detalha do pico GGG/YIG (444), onde é mostrado a assinatura da orientação (444) em $2\theta = 50.7^\circ$. (d) Refletividade de raios-X medida em baixos ângulos para camada de YIG, as franjas de Kiessing demonstram uma boa qualidade dos filmes com espessura de 92 nm. O gráfico inserido na figura mostra o vetor de espalhamento para cada índice de cada franja.	67
Figura 22 – (a) Curvas de magnetização no plano para a amostra de YIG em 0° e 90° , onde a contribuição paramagnética foi retirada por meio de uma função linear, um comportamento isotrópico é mostrado com uma baixa coercividade. (b) Absorção de FMR para amostra de YIG/[Pt-Ag] em uma frequência de ressonância de 9,4 GHz e uma potência de excitação de 20 mW. O gráfico inserido na figura mostra a curva de FMR para uma camada simples de YIG na mesma frequência de ressonância.	68
Figura 23 – (a) Comportamento do campo de ressonância em função da frequência para as amostras de YIG, YIG/Pt, YIG/[Pt-Ag], mostrando que a deposição da camada NM não altera significativamente as propriedades magnéticas do material. (b-d) Largura de linha em função da frequência de ressonância para as amostras YIG, YIG/Pt, YIG/[Pt-Ag], o crescimento da camada NM promove o aumento do amortecimento magnético resultando em uma relaxação adicional da magnetização.	69

- Figura 24 – **(a - b)** Medidas de *spin pumping* em amostras de YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag] em diferentes configurações angulares, onde os sinais máximos, mínimos e nulos são encontrados em $\phi = 0^\circ$, 180° e 90° , respectivamente. Os resultados mostram que as nanopartículas de Ag possuem papel fundamental no aumento do ângulo Hall de spin. **(c)** Comparação do sinal elétrico ISHE nas amostras de YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag]. **(d)** Corrente ISHE máxima para as heteroestruturas YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag] para diferentes potências de excitação, o caráter linear dos dados indicam que a excitação é devido ao bombeamento de spin sem efeitos parasitas. 71
- Figura 25 – **(a), (b) e (c)** Curvas de FMR da amostra YIG/[Pt-Ag] em 9,417 GHz medidas com três valores de corrente aplicada na camada [Pt-Ag]. Os símbolos correspondem aos dados experimentais, enquanto a linha sólida corresponde ao ajuste numérico. **(d)** Variação da largura de linha em 9,417 GHz com a intensidade da corrente para as amostras de YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag]. A figura inserida mostra ilustra a transferência de torque à magnetização. . . 74
- Figura 26 – **(a)** Curva de magnetização na orientação 0° para amostra de Py(3 nm)/NiO (200 nm), onde é possível notar o deslocamento do eixo central promovido pelo fenômeno de *exchange bias*. A figura inserida mostra a dependência angular do campo de *exchange* com a direção de aplicação do campo magnético. **(b)** Dependência angular do campo de ressonância para amostra de Py(3 nm)/NiO (200 nm), onde nota-se o surgimento de uma anisotropia unidirecional com um campo de *exchange* de 92 Oe. Ambas medidas foram feitas na mesma amostra. 75
- Figura 27 – Sistema de coordenadas adotado para fazer o tratamento angular das energias magnéticas das bicamadas. 78
- Figura 28 – **(a)** Esquematização das amostras produzidas com diferentes espessuras para o YIG, também é ilustrado os spins na interface FM/AFM. **(b)** Resultados de DRX feitos em alto ângulo para amostra de YIG (100 nm)/IrMn (74 nm), em que é visto um crescimento epitaxial da camada magnética e antiferromagnética. A figura inserida mostra uma vista detalhada do pico (444) referente ao YIG. 80

Figura 29 – (a), (b), (c) e (d) Dependência angular do campo de ressonância, em 9,417 GHz, com diferentes espessuras de YIG. Os símbolos azuis corresponde aos dados experimentais, enquanto a linha vermelha corresponde ao ajuste numérico. Com o aumento da espessura da camada magnética é visto a passagem de uma anisotropia unidirecional para um caráter isotrópico no plano.	81
Figura 30 – (a) Comportamento da largura de linha com a espessura para amostras de YIG e YIG/IrMn, respectivamente. O aumento da largura com o crescimento da camada de IrMn é uma característica do processo de <i>spin pumping</i> . A figura inserida mostra a magnetização de saturação efetiva em função da espessura da camada de YIG.(b) Campo de <i>Exchange</i> em função da espessura do YIG, em que o campo decai conforme as amostras ficam mais espessas.	82
Figura 31 – (a), (b), (c) e (d) Curvas de magnetização à temperatura ambiente para amostras de YIG/IrMn com diferentes espessuras do YIG, realizadas pelo PPMS. A figura inserida no gráfico (d) mostra o comportamento do campo de <i>exchange</i> para diferentes espessuras do YIG, este resultado demonstra um decaimento conforme as amostras ficam mais espessas, como visto anteriormente.	83
Figura 32 – (a) Curvas de magnetização sob diferentes temperaturas para amostra de YIG(30 nm)/IrMn(74 nm). Com aumento da temperatura há uma mudança na forma das curvas, coercividade e campo de <i>exchange</i> . (b) Comportamento da coercividade e do campo de troca para diferentes temperaturas, o comportamento dos dados indicam um decaimento dos parâmetros com a temperatura de medição.	84
Figura 33 – (a) Estrutura de Banda do semimetal de Weyl TaP, nos pontos k_0 as bandas de valência e condução se tocam, em que próximos a estes pontos a banda de dispersão é linear. (b) Ilustração da estrutura cristalina do TaP.	97
Figura 34 – Representação dos processos Stokes e Anti-Stokes.	99
Figura 35 – (a) Montagem experimental dos componentes que compõe a técnica de espalhamento inelástico de luz Brillouin. (b) Visão geral da montagem experimental pertencente ao NUMAG.	99

Figura 36 – **(a)** Sinal de fônon para diferentes distâncias d , a consistência do sinal indica a presença da excitação e ausência de eventuais ruídos. **(b)** Espectro BLS para diferentes configurações angulares, a redução do sinal de fônon com aumento do ângulo indica que a excitação é linearmente polarizada. **(c)** Sinal de fônon para valores distintos de campo magnética e uma distância fixa de d , a consistência do sinal indica que os fônons não são afetados pela presença do campo magnético. **(d)** Comportamento da frequência de fônon para diferentes valores de campo magnético, corroborando com o resultado visto na figura **(c)**. 101

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Parâmetros extraído a partir do ajuste da equação 2.154.	71
---	----

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	19
1.1	MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS	20
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	22
2.1	PROPRIEDADES DO YIG	22
2.2	DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO	23
2.2.1	Ressonância ferromagnética	23
2.3	ONDAS DE SPINS	33
2.3.1	Tratamento semiclássico	33
2.3.2	Tratamento quântico	40
2.4	MECANISMOS DE INJEÇÃO E DETECÇÃO DE CORRENTES DE SPIN	43
2.4.1	Correntes de spin em materiais não magnéticos	43
2.4.2	<i>Efeitos Hall de spin: SHE e ISHE</i>	46
2.4.3	Bombeamento de spin: <i>Spin pumping</i>	48
3	TÉCNICAS E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS	54
3.1	DEPOSIÇÃO POR EVAPORAÇÃO CATÓDICA: <i>SPUTTERING</i>	54
3.1.1	Processo de produção das amostras	55
3.2	CARACTERIZAÇÃO ESTRUTURAL	57
3.3	CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA	60
3.3.1	VSM	60
3.3.2	SQUID	61
3.3.3	FMR	63
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	66
4.1	INTERCONVERSÃO EFICIENTE ENTRE CORRENTES DE CARGA E DE SPIN EM BICAMADAS YIG/PT E YIG/[PT-AG]	66
4.2	EVIDÊNCIA DE EXCHANGE-BIAS EM BICAMADAS DE YIG/AFM	74
5	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	85
	APÊNDICE A – OBTENÇÃO DA CONSTANTE ELÁSTICA EFETIVA DO SEMIMETAL DE WEYL TAP	96

1 INTRODUÇÃO

A necessidade de dispositivos com dimensões reduzidas vem promovendo o surgimento de materiais interessantes e tecnologias eficientes, resultando em novos desafios na física básica e engenharias [1]. A busca por novos métodos para entender melhor os fenômenos físicos que surgem como candidatos para aplicações tecnológicas são de essencial importância do ponto de vista científico. Neste contexto, aparece como proposta a spintrônica, cujo objetivo é a manipulação ativa das correntes de spin em materiais magnéticos e não magnéticos [2, 3]. Em sistemas metálicos as correntes de spin são transportadas pelos elétrons de condução, enquanto que em sistemas isolantes elas são transportadas pelas ondas de spin [4,5]. Com isso, o controle das correntes de spin pode ser realizado através dos efeitos: bombeamento de spin (*spin pumping*), efeito Hall de spin e efeito Hall de spin inverso.

Entre os fenômenos promissores, os efeitos de *spin pumping* e acoplamento de troca (*exchange bias*) se destacam para aplicações em dispositivos spintrônicos, tais como: transistores de spin [6,7] e sensores magnéticos [8]. O efeito de *spin pumping* corresponde à injeção de uma corrente pura de spin na interface FM/NM quando o FM atinge a condição de ressonância ferromagnética [9], onde FM é um material magnético e NM é um metal não magnético. A detecção desta corrente pode ser realizada por meio de contatos elétricos na camada NM utilizando o efeito Hall de spin inverso [10,11]. O efeito de *exchange bias* consiste na interação interfacial entre os spins das camadas FM e AFM [12,13], onde AFM é um material antiferromagnético.

Neste cenário, o cristal magnético de $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) aparece como excelente candidato para aplicações em spintrônica devido às suas propriedades, tais como: baixas perdas magnéticas [14], longo comprimento de difusão de spin [15,16], alta temperatura de Curie [17] e natureza elétrica isolante, tornando o YIG livre de efeitos parasitas causados pelas correntes de Foucault no material e efeitos termomagnéticos clássico. Estas propriedades estão diretamente ligadas à sua estrutura cristalina e estequiometria do material, ou seja, em condições estruturais adequadas o YIG surge como um promissor candidato para aplicações nas áreas da magnônica, spintrônica e caloritrônica de spin [18].

Em particular, nesta dissertação, exploramos os efeitos de *spin pumping* e *exchange bias* em heteroestruturas de YIG/NM e YIG/AFM crescidas por meio da técnica de *magnetron sputtering*. Realizamos um estudo sistemático das propriedades estruturais, magnéticas e de

transporte em dois conjuntos distintos de amostras com estrutura de filmes finos. No primeiro conjunto, investigamos a interconversão eficiente entre correntes de spin e de carga em bicamadas YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag], onde a arquitetura [Pt-Ag] é composta por multicamadas de Pt com nanopartículas de Ag. A partir dos resultados obtidos, mostramos que esta estrutura aumenta consideravelmente a eficiência de conversão entre as correntes de cargas e de spin por meio dos efeitos Hall de spin e Hall de spin inverso. Além disso, exploramos a possibilidade de modular os mecanismos de relaxação magnética com a injeção de uma corrente de spin. No segundo conjunto, investigamos o efeito de *exchange bias* em bicamadas YIG/IrMn com a espessura do YIG variando para cada amostra através das técnicas de FMR e SQUID. Os resultados obtidos mostraram que o aumento da espessura do YIG promove uma redução do efeito de *exchange* e valores distintos de campo de *exchange* para diferentes técnicas experimentais.

1.1 MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS

Em virtude do que foi exposto e visto, está claro que a busca pela compreensão e entendimento dos efeitos de interface *spin pumping* e *exchange bias* em diversas nanoestruturas magnéticas tornou-se intenso objeto de debate do ponto de vista científico. Assim, a busca por novas maneiras de otimizar, explorar e caracterizar novas estruturas magnéticas por meio destes efeitos torna-se de essencial importância, visto que pode contribuir de maneira significativa para futuras aplicações tecnológicas.

Desta forma, nesta dissertação, o objetivo principal consiste em explorar e investigar a eficiência de conversão entre as correntes de spin e de carga promovida por estruturas [Pt-Ag], onde as nanopartículas de Ag crescem de um modo peculiar denominado de modo Volmer-Weber e agem como impurezas para melhorar o espalhamento promovido pela interação spin-órbita como exposto em outros trabalhos [19,20]. Além disso, buscamos investigar o fenômeno de *exchange bias* em bicamadas YIG/IrMn através das técnicas de FMR e SQUID.

Esta dissertação está organizada da seguinte forma:

No capítulo 2, é apresentada uma breve fundamentação teórica que governa os fenômenos físicos envolvidos.

No capítulo 3, são apresentados os procedimentos experimentais e as técnicas utilizadas para investigação experimental deste trabalho.

No capítulo 4, os resultados obtidos são apresentados conjuntamente com uma discussão e interpretação dos mesmos.

Por fim, no capítulo 5, são apresentadas as conclusões e as perspectivas para continuação do trabalho ao longo do doutorado.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

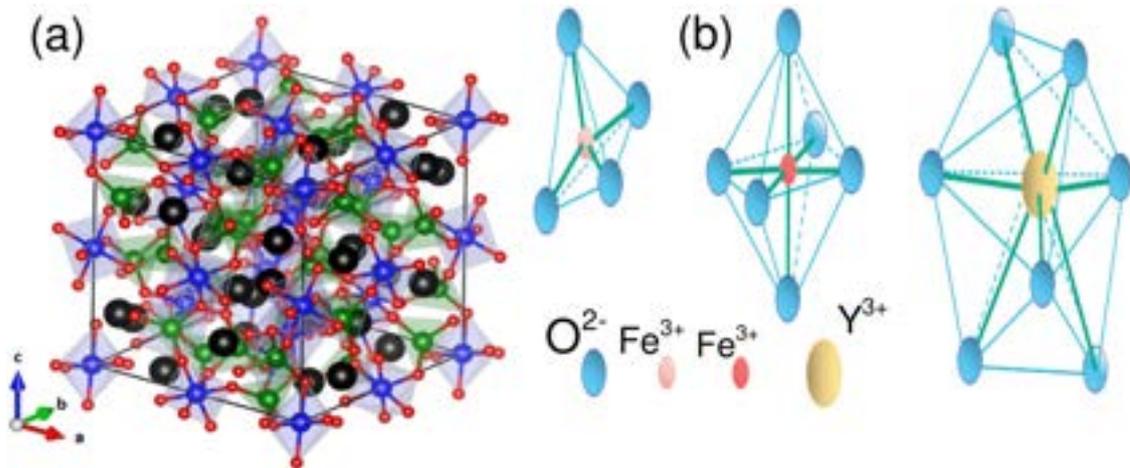
2.1 PROPRIEDADES DO YIG

A necessidade de materiais com propriedades magnéticas desejáveis para o estudo do controle, manipulação e injeção de corrente de spin dentro da spintrônica vem direcionando esforços para fabricação de materiais magnéticos que atendam esses objetivos [21]. Dentro deste contexto, o isolante magnético $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) é um excelente candidato para aplicações em dispositivos spintrônicos e magnônicos [3,17,22], pois apresenta características desejáveis, tais como: fator de amortecimento duas ordens de magnitude menor que os ferromagnetos metálicos [23,24], alta temperatura de Curie (560 K), longo comprimento de difusão de spin [15,16] e ausência de efeitos elétricos parasitas devido sua natureza dielétrica [25]. Em condições estruturais adequadas, o YIG aparece como material promissor para estudos nas áreas da spintrônica, magnônica e caloritrônica de spin (*spin caloritronics*) [3,26].

O $Y_3Fe_5O_{12}$ tem uma estrutura cristalina cúbica complexa, conforme mostrado na figura 1 (a). Sua célula unitária possui um parâmetro de rede igual a 12,376 Å e contém 8 fórmulas unitárias com 24 íons de Y^{3+} , 40 íons de Fe^{3+} e 96 íons de O^{2-} [2]. Os íons de Y^{3+} estão localizados em sítios dodecaédricos com cada sítio cercado por oito íons de O^{2-} . Dos 40 íons de Fe^{3+} em sua célula unitária apenas 16 estão nos sítios octaedrais enquanto 24 estão nos sítios tetraedrais como mostra a figura 1 (b). Cada sítio octaedral está cercado por 6 íons de O^{2-} e conectado a 6 sítios tetraedrais, enquanto cada sítio tetraedral está cercado por 4 íons de O^{2-} e conectado a 4 sítios octaedrais, resultando em um entrelaçamento entre os sítios octaedrais e tetraedrais [14].

A magnetização do YIG se origina da interação de supertroca entre os íons Fe^{3+} no sítio octaedral e os íons Fe^{3+} no sítio tetraedral resultando em um ordenamento ferrimagnético, ou seja, spins com direções contrárias e módulos diferentes. Como cada íon Fe^{3+} tem momento magnético de 5 magnetons de Bohr ($5\mu_b$), cada célula unitária tem um momento magnético líquido de $40\mu_b$. Este momento magnético corresponde a uma magnetização de saturação efetiva de 1750 G [27]. Portanto, a preservação da estequiometria do material e da sua estrutura cristalina possuem importância crucial nas propriedades magnéticas do $Y_3Fe_5O_{12}$ [24,25,28].

Figura 1 – (a) Célula unitária convencional do YIG, com os sítios tetraedrais em verde e os sítios octaédrais em azul. As esferas pretas representam os íons Y^{3+} , enquanto as esferas vermelhas representam os íons O^{2-} . Figura retirada da referência [22]. (b) Esquemática dos sítios dodecaedrais, octaédrais e tetraedrais. Nesta representação as esferas azuis representam os íons O^{2-} , a esfera amarela representa os íons Y^{3+} , enquanto as esferas vermelha e rosa representam os íons Fe^{3+} dos sítios octaedral e tetraedral, respectivamente. Figura retirada de [2].



Fonte: Figura retirada de [2].

2.2 DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO

A dinâmica da magnetização em nanoestruturas magnéticas se apresenta como um excelente campo de pesquisa para o desenvolvimento de dispositivos magnéticos que operam em GHz [10,11,29]. A exploração da resposta magnética nos mais variados sistemas, especialmente em filmes finos, é um fator essencial para aplicação em sensores magnéticos [11,30,31]. Do ponto de vista experimental, a técnica de FMR tem sido amplamente utilizada como uma poderosa ferramenta não só para o entendimento dos fenômenos físicos que governam a dinâmica da magnetização, mas também para potenciais aplicações tecnológicas [32,33]. Neste contexto, neste tópico é feita uma abordagem matemática para entender os mecanismos que governam a dinâmica da magnetização em materiais magnéticos.

2.2.1 Ressonância ferromagnética

Materiais ferromagnéticos são caracterizados por apresentarem magnetização espontânea e alta indução magnética [34-36], definida como $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$, onde μ_0 , \vec{H} e \vec{M} são a permeabilidade magnética do vácuo, campo magnético externo e magnetização do material, respectivamente. É possível definir a magnetização do material como a soma dos momentos

magnéticos($\vec{\mu}_i$) por unidade de volume,

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i, \quad (2.1)$$

em que, o somatório é realizado sobre todos momentos magnéticos do material. Na presença de um campo magnético externo os momentos magnéticos sofrem um torque que pode ser descrito como:

$$\vec{\tau} = \vec{\mu}_i \times \vec{B}. \quad (2.2)$$

O momento magnético possui um momento angular associado (\vec{J}), onde o movimento gerado é governado pela segunda lei de Newton para rotações

$$\hbar \frac{d(\vec{J})}{dt} = \vec{\tau}. \quad (2.3)$$

Substituindo a expressão da indução magnética e as equações 2.1 e 2.2 na equação 2.3 e considerando $\vec{M} \times \vec{M} = 0$ e $\gamma = g\mu_0\mu_B/\hbar$, obtemos

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}), \quad (2.4)$$

onde γ , g , μ_b e \hbar são os fatores giromagnéticos e de Landé, o magneton de Bohr e a constante de Planck reduzida, respectivamente. A equação 2.4 é conhecida como equação de Landau-Lifshitz e descreve o movimento da magnetização sob a ação de um campo magnético estático [37]. Na situação onde \vec{M} e \vec{H} são paralelos o produto vetorial da equação acima é nulo. Isto significa que a magnetização nesta configuração se encontra na direção de equilíbrio; porém, se \vec{M} e \vec{H} não são paralelos, a magnetização irá precessionar em torno do campo [35]. A fim de descrever este movimento, consideramos um sistema de coordenadas cartesianas, com o campo magnético aplicado ao longo do eixo \hat{z} , onde a magnetização é descrita como

$$\vec{M} = m_x(t)\hat{x} + m_y(t)\hat{y} + M_z\hat{z}, \quad (2.5)$$

no qual $m_x(t)$ e $m_y(t)$ são componentes dinâmicas da magnetização e são pequenas comparadas a componente estática M_z , isto é, $m_x(t), m_y(t) \ll M_z$. Substituindo a equação 2.5 na equação 2.4, obtemos as equações de movimento para as componentes transversais de \vec{M} , através das seguintes relações

$$\frac{d(m_x(t)\hat{x} + m_y(t)\hat{y} + M_z\hat{z})}{dt} = -\gamma(m_x(t)\hat{x} + m_y(t)\hat{y} + M_z\hat{z}) \times (H_z\hat{z}), \quad (2.6)$$

$$\frac{dm_x(t)}{dt} = -\gamma m_y H_z, \quad (2.7)$$

$$\frac{dm_y(t)}{dt} = -\gamma m_x H_z, \quad (2.8)$$

cujas soluções são:

$$m_x(t) = m_0 \cos(\omega_0 t), \quad (2.9)$$

$$m_y(t) = m_0 \sin(\omega_0 t). \quad (2.10)$$

O movimento da magnetização descrito pelas equações 2.9 e 2.10 é ilustrado na figura 2 (a). A frequência de ressonância magnética é extraída pela substituição das equações 2.9 e 2.10 nas equações 2.7 e 2.8, expressa pela equação:

$$\omega_0 = \gamma H_z. \quad (2.11)$$

A situação descrita até agora é idealizada, pois nenhum mecanismo que amortece a magnetização foi considerado. Contudo, materiais reais apresentam mecanismos de relaxação ao serem submetidos a um campo magnético externo, em que a magnetização oscila rapidamente até se orientar com o campo chegando à condição de equilíbrio, conforme ilustrado na figura 2 (b). Admitindo que o material está submetido simultaneamente a um campo magnético externo estático orientado ao longo do eixo \hat{z} e um campo magnético alternado no plano $x - y$, que é responsável por retirar a magnetização do seu estado de equilíbrio, o campo resultante atuando sobre a amostra é descrito como

$$\vec{H} = (h_x \hat{x} + h_y \hat{y}) e^{-i\omega t} + H_z \hat{z}, \quad (2.12)$$

onde $h_x, h_y \ll H_z$, devido à componente estática ser da ordem de kOe, enquanto as componentes dinâmicas são da ordem de alguns Oe. Colocando as equações 2.5 e 2.12 na equação 2.4, são obtidas as equações de movimento para as componentes transversais da magnetização

$$\frac{dm_x(t)}{dt} = -\gamma m_y H_z + \gamma M_z h_y e^{-i\omega t}, \quad (2.13)$$

$$\frac{dm_y(t)}{dt} = \gamma m_x H_z - \gamma M_z h_x e^{-i\omega t}. \quad (2.14)$$

Considerando a resposta no estado estacionário, as soluções para as equações 2.13 e 2.14 são expressas pelas equações

$$m_x(t) = m_x e^{-i\omega t}, \quad (2.15)$$

$$m_y(t) = m_y e^{-i\omega t}, \quad (2.16)$$

onde m_x, m_y são grandezas complexas. Substituindo as equações 2.15 e 2.16 nas equações 2.13 e 2.14 e considerando que a frequência de ressonância é dada pela expressão 2.11, são obtidas as equações

$$-i\omega m_x = -\omega_0 m_y + \gamma M_z h_y, \quad (2.17)$$

$$-i\omega m_y = \omega_0 m_x - \gamma M_z h_x. \quad (2.18)$$

Podemos definir $\omega_M = \gamma M_z$, um parâmetro que depende do material. Desta maneira, é vantajoso expressar as componentes transversais da magnetização de forma isolada

$$m_x = \left(\frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) h_x - \left(\frac{i\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) h_y, \quad (2.19)$$

$$m_y = \left(\frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) h_x + \left(\frac{i\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) h_y. \quad (2.20)$$

É conveniente representar as equações acima na forma tensorial

$$\vec{m} = \overleftrightarrow{\chi} \cdot \vec{h}(t), \quad (2.21)$$

onde o tensor $\overleftrightarrow{\chi}$ é conhecido como susceptibilidade magnética e nos informa a resposta do sistema a aplicação do campo externo. No sistema descrito pelas equações 2.19 e 2.20, o tensor $\overleftrightarrow{\chi}$ é representado pela matriz quadrada

$$\overleftrightarrow{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix}, \quad (2.22)$$

onde

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_M \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (2.23)$$

e

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx} = i \frac{\omega \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (2.24)$$

são as componentes do tensor de susceptibilidade, onde ω_M pode ser definido no sistema CGS (adotado de agora em diante) como $\omega_M = 4\pi\gamma M_z \approx 4\pi\gamma M$.

As equações 2.19 e 2.20 nos informam que a aplicação de um campo magnético alternado conjuntamente com um campo magnético estático, perpendiculares entre si, geram componentes da magnetização nos eixos x e y , por causa da precessão da magnetização em torno

do eixo \hat{z} [38-40]. Além disso as equações 2.23 e 2.24 indicam que o processo de ressonância ocorre em $\omega \approx \omega_0$. O sistema descrito até o momento não leva em consideração nenhum tipo de mecanismos de relaxação da magnetização que para situações reais não podem ser negligenciados [39]. A introdução destes mecanismos pode ser realizada de maneira fenomenológica pela substituição do termo ω_0 por $\omega_0 - i\eta$, onde η é o parâmetro de relaxação magnética que pode ser encontrado experimentalmente. Por fim, fazendo esta substituição nas equações 2.23 e 2.24, são obtidas as seguintes expressões

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_M \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\eta\omega_0}, \quad (2.25)$$

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx} = i \frac{\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\eta\omega_0}, \quad (2.26)$$

onde a aproximação de baixo amortecimento $\eta \ll \omega_0$ foi introduzida. Os denominadores das equações 2.25 e 2.26 são aproximados através das relações $(\omega_0 - i\eta)^2 = \omega_0^2 + \eta^2 - 2i\eta\omega_0 \approx \omega_0^2 - 2i\eta\omega_0$. Na condição de ressonância teremos: $(\omega_0 - \omega)^2 = \omega^2 + \omega_0^2 - 2\omega\omega_0 = \omega^2 + \omega_0^2 - 2\omega\omega_0 + 2\omega\omega_0 - 2\omega\omega_0 \approx \omega_0^2 - \omega^2 \approx 2\omega_0(\omega_0 - \omega)$, substituindo esta aproximação nas partes reais e imaginárias das componentes diagonais do tensor susceptibilidade magnética, são obtidas as equações abaixo

$$\chi'_{xx} = \chi'_{yy} = \frac{\omega_M(\omega_0 - \omega)/2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \eta^2}, \quad (2.27)$$

$$\chi''_{xx} = \chi''_{yy} = \frac{\omega_M \eta / 2}{\omega_0^2 - \omega^2 + \eta^2}. \quad (2.28)$$

Figura 2 – **(a)** Movimento de precessão da magnetização em torno de um campo magnético estático aplicado ao longo do eixo \hat{z} . **(b)** Movimento de precessão da magnetização levando em consideração os mecanismos de relaxação e o mesmo sentido de precessão da figura 2-(a).



Em geral, um experimento típico de ressonância é projetado de forma que o campo de *rf* possua apenas componente ao longo do eixo *x*. A potência média absorvida pelo material, por unidade de volume, é expressa como:

$$P(\omega) = \frac{1}{2}\omega\chi''_{xx}h_x^2. \quad (2.29)$$

Reescrevendo a equação 2.29 em função do campo magnético estático, é possível chegar nas seguintes relações

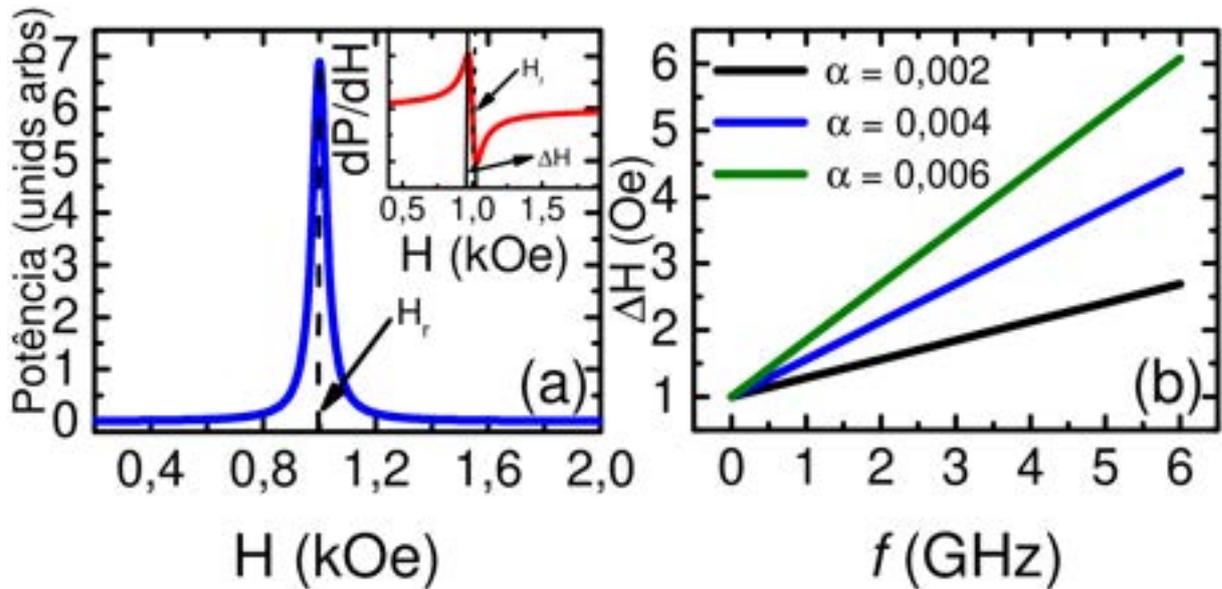
$$P(H) = Amp \frac{\Delta H}{(H - H_r)^2 + \Delta H^2}, \quad (2.30)$$

$$\frac{dP}{dH} = Amp \frac{\Delta H(H - H_r)}{(H - H_r)^2 + \Delta H^2}, \quad (2.31)$$

onde foram feitas as seguintes definições $\omega = \gamma H$, $\omega_0 = \gamma H_r$ e $\eta = \gamma \Delta H$, em que H , H_r e ΔH são o campo magnético aplicado, o campo de ressonância e a largura de linha à meia altura ou simplesmente largura de linha, *Amp* é uma constante proporcional à amplitude da potência absorvida pela amostra. Através das equações 2.30 e 2.31 podemos retirar H_r e ΔH que carregam informações sobre as propriedades magnéticas e mecanismos de relaxação, respectivamente. A figura 3 (a) mostra o gráfico da equação 2.30 para potência absorvida em função do campo magnético aplicado em uma frequência fixa, no qual para um determinado valor de campo (H_r) o material absorve radiação eletromagnética atingindo a condição de ressonância. O gráfico inserido na figura 3 (a) mostra o gráfico da equação 2.31 para derivada da potência em função do campo magnético; a diferença entre os picos de máximo e mínimo da curva é chamada de largura de linha de pico a pico ou somente largura de linha (ΔH), conforme ilustrado na figura. Para fazer os gráficos das equações 2.30 e 2.31, utilizamos uma frequência de 9,4 GHz e uma potência de excitação de 100 mW, que produz um campo magnético alternado com amplitude de 0,07 Oe.

A formulação matemática apresentada anteriormente descreve o fenômeno de ressonância nos spins eletrônicos em materiais paramagnéticos, aqueles cuja magnetização é nula à temperatura ambiente e na ausência de campos externos [34-36]. Contudo, esta abordagem não leva em consideração a interação de troca (*exchange*) presente em materiais ferromagnéticos, que descreve a interação entre os momentos magnéticos adjacentes [36]. Assim, em materiais ferromagnéticos a frequência de ressonância é dependente da geometria do material, devido ao efeito do campo dipolar ou desmagnetizante, criado na superfície da amostra por causa de dipolos magnéticos descompensados nas extremidades do material, surgindo um campo de sentido contrário ao campo magnético externo [38].

Figura 3 – (a) Potência em função do campo magnético aplicado. A condição de ressonância é atingida quando o campo magnético atinge o valor de H_r . O gráfico inserido mostra a derivada da potência em função do campo magnético aplicado. Os parâmetros utilizados para os gráficos são: $hrf = 0,07$ Oe, $4\pi M_{eff} = 10$ kG, $f = 9,4$ GHz e $\gamma/2\pi = 2,8$ GHz/kOe, onde o campo de ressonância e a largura de linha são 1 kOe e 30 Oe, respectivamente. Valores típicos para liga de Py [31]. (b) Largura de linha em função da frequência de ressonância para valores distintos de α .



Fonte: Autor.

A interação de *exchange* é descrita pela energia de troca [34] explicitada pela equação 2.32; a condição de equilíbrio ocorre quando os momentos magnéticos estão alinhados no mesmo sentido e direção do campo magnético externo efetivo e os momento magnéticos estão paralelos entre si [35], temos que

$$E = -\vec{\mu}_i \cdot \vec{H}_E, \quad (2.32)$$

onde

$$\vec{H}_E = \lambda \vec{M}, \quad (2.33)$$

representa o campo magnético efetivo que atua sobre os momentos magnéticos atômicos vizinhos devido à interação de exchange. Neste caso, como $\vec{M} \times \vec{M} = 0$, ao substituir a equação 2.32 na equação de Landau-Lifshitz, observa-se que a contribuição da interação de troca na frequência ferromagnética é nula [38].

Considerando uma amostra na forma elipsoidal submetida a um campo magnético externo uniforme, tal que o campo magnético efetivo pode ser escrito como:

$$\vec{H}_{ext} = \vec{H} - \overleftarrow{N} \cdot \vec{M}, \quad (2.34)$$

$$\vec{H}_{ext} = (H - N_z M)\hat{z} - N_x m_x \hat{x} - N_y m_y \hat{y}, \quad (2.35)$$

onde foi assumido que $M_z \approx M$. \vec{N} é o tensor desmagnetizante que descreve o fenômeno do campo desmagnetizante e suas componentes dependem da geometria do material. Escolhendo coordenadas cartesianas e considerando que a amostra é um filme fino que pode ser aproximado como um elipsoide de dimensões laterais infinitas com magnetização no plano, as componentes do tensor serão $N_x = N_y = 0$ e $N_z = 4\pi$ [34,38]. Substituindo a expressão 2.34 na equação de Landau-Lifshitz, as equações de movimento para as componentes transversais da magnetização podem ser escritas como:

$$\frac{dm_x}{dt} = -\gamma m_y [H + 4\pi M] = -i\omega m_x, \quad (2.36)$$

$$\frac{dm_y}{dt} = \gamma m_x H = -i\omega m_y, \quad (2.37)$$

$$\begin{pmatrix} -i\omega m_x \\ -i\omega m_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\gamma m_y [H + 4\pi M] \\ \gamma m_x H & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix}. \quad (2.38)$$

A frequência de ressonância pode ser encontrada a partir do determinante da equação 2.38

$$\omega = 2\pi f = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi M)}. \quad (2.39)$$

Ao levar em consideração contribuições devido à anisotropia magnética do material, a equação 2.39 se torna:

$$\omega = 2\pi f = \gamma \sqrt{(H + H_k)(H + H_k + 4\pi M_{eff})}, \quad (2.40)$$

onde H_k e $4\pi M_{eff} = 4\pi M - H_k$ são, respectivamente, o campo de anisotropia e a magnetização efetiva do material. A equação 2.40 escreve o comportamento da frequência de ressonância em função do campo magnético aplicado; esta relação é denominada de equação de Kittel [41]. Além da abordagem apresentada na equação 2.40, podemos representar a frequência de ressonância ferromagnética através das expressões propostas por Suhl [45] e independentemente por Smit e Beljers [46]. Neste formalismo podemos descrever a frequência de FMR para materiais magnéticos com diferentes tipos de interações e para qualquer direção de aplicação do campo magnético. Expressando o campo total efetivo em função da energia magnética livre, temos:

$$\vec{H}_{eff} = -\vec{\nabla}_{\vec{M}} E, \quad (2.41)$$

onde $\vec{\nabla}_{\vec{M}}$ representa o operador gradiente relativo as componentes da magnetização, em que a componente α de $\vec{\nabla}_{\vec{M}}$ é $\partial E/\partial M_\alpha$. Substituindo as equações 2.5, 2.15 e 2.16 nas equações 2.4 e 2.41, obtemos

$$-i\omega_0 m_x = -\gamma M[\nabla_{\vec{M}} E]_y, \quad (2.42)$$

$$-i\omega_0 m_y = \gamma M[\nabla_{\vec{M}} E]_x. \quad (2.43)$$

Expandindo a energia na forma de série de potências em torno do ponto de equilíbrio e considerando $|\partial E/\partial m_\alpha|_0 = 0$ na posição de equilíbrio, temos

$$E \approx E_0 + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} \frac{\partial^2 E}{\partial m_\alpha \partial m_\beta} \Big|_0 m_\alpha m_\beta. \quad (2.44)$$

Escrevendo as componentes dinâmicas da magnetização em coordenadas cartesianas $m_x = M\phi_x$ e $m_y = M\phi_y$, onde ϕ_x e ϕ_y representa o desvio angular da posição de equilíbrio da magnetização. Substituindo estas relações nas equações acima obtemos

$$i\frac{\omega_0 M}{\gamma} \phi_x = E_{xy} \phi_x + E_{yy} \phi_y, \quad (2.45)$$

$$i\frac{\omega_0 M}{\gamma} \phi_y = E_{xx} \phi_x + E_{yx} \phi_y, \quad (2.46)$$

onde $E_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2 E}{\partial m_\alpha \partial m_\beta}$. Escrevendo as equações 2.45 e 2.46 na forma matricial

$$\begin{pmatrix} \phi_x \\ \phi_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{xy} - i\frac{\omega_0 M}{\gamma} & E_{yy} \\ E_{xx} & E_{yx} + i\frac{\omega_0 M}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix}. \quad (2.47)$$

A frequência de FMR pode ser encontrada a partir do determinante da equação 2.47

$$\omega = \frac{\gamma}{M} (E_{xx} E_{yy} - E_{xy}^2)^{1/2}, \quad (2.48)$$

onde usamos o fato $E_{xy} = E_{yx}$. Expressando a equação 2.48 em coordenadas esféricas obtemos

$$\omega = \frac{\gamma}{M \sin\theta} (E_{\theta\theta} E_{\phi\phi} - E_{\theta\phi} E_{\phi\theta})^{1/2}, \quad (2.49)$$

onde θ e ϕ são os ângulos polares e azimutal das componentes da magnetização.

A precessão da magnetização é um processo dinâmico que dissipa energia para estrutura cristalina do material [36], quando isto ocorre o mecanismo de relaxação é chamado de spin-rede, e consiste na energia transferida para rede cristalina devido o movimento de precessão

[42]. Entretanto, em materiais magnéticos há outro tipo de relaxação denominada spin-spin, que ocorre devido à transferência de energia entre os spins do material através da interação de troca [43]. Neste sentido, o entendimento destes mecanismos é de fundamental importância do ponto de vista tecnológico, tal que a relaxação pode ser introduzida fenomenologicamente através da adição de um termo na equação de Landau-Lifshitz. A forma amplamente utilizada para materiais ferromagnéticos é a correção feita por T.L Gilbert [44]

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) + \frac{\alpha}{M}(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}), \quad (2.50)$$

onde \vec{H}_{eff} representa o campo efetivo atuando no material, enquanto que α é uma grandeza adimensional devido à relaxação magnética [36-40], denominada de fator de amortecimento de Gilbert ou *damping*. Em materiais ferromagnéticos metálicos este amortecimento é devido à relaxação dos elétrons de condução na rede [42]. Substituindo as equações 2.15 e 2.16 na equação 2.50, as seguintes equações são obtidas

$$-i\omega m_x = (-\omega_0 + i\alpha\omega)m_y, \quad (2.51)$$

$$-i\omega m_y = (\omega_0 - i\alpha\omega)m_x. \quad (2.52)$$

As soluções das equações 2.51 e 2.52 nos informa que a frequência de ressonância é: $\omega_r = \omega_0 - i\alpha\omega$. Então se a magnetização é desviada da posição de equilíbrio, há uma precessão em torno da direção \hat{z} , onde as componentes transversais decaem exponencialmente com o tempo com uma taxa de relaxação descrita por $\eta = \alpha\omega$. Portanto, da relação $\eta = \frac{\gamma}{\Delta H}$ podemos inferir que $\Delta H = \frac{\alpha\omega}{\gamma}$. Levando em consideração contribuições intrínsecas (ΔH_0), a relação anterior se torna:

$$\Delta H_G = \frac{\alpha\omega}{\gamma} + \Delta H_0. \quad (2.53)$$

Como mencionado anteriormente, a grandeza ΔH é conhecida como largura de linha e nos informa sobre os mecanismos de relaxação no material podendo ser medida experimentalmente através da ressonância ferromagnética. A figura 3 (b) mostra o gráfico da equação 2.53 para largura de linha em função da frequência de ressonância para valores distintos de amortecimento (α). Tais valores podem ser extraídos conjuntamente com ΔH_0 dos dados experimentais por meio do ajuste da equação 2.53. Em materiais magnéticos, além da contribuição de Gilbert descrita pela equação 2.53 a largura de linha total da amostra também possui contribuições devido ao processo de espalhamento de dois mágnons (ΔH_{2M}) que está

relacionado com a rugosidade interfacial da amostra [38]. Por fim, a largura de linha efetiva do material magnético pode ser expressa através equação 2.55

$$\Delta H = \Delta H_G + \frac{C_{2M}}{t_{FM}^2}, \quad (2.54)$$

onde t_{FM} é a espessura do material magnético e C_{2M} é uma constante.

2.3 ONDAS DE SPINS

As ondas de spins estão entre as excitações adequadas para construção de plataformas de alta performance para o processamento e transporte de informação [47]. A natureza ondulatória do fenômeno permite o processamento de sinais variantes no tempo sendo um importante fator para implementação em dispositivos lógicos e computadores quânticos [3,48,49]. Portanto, neste capítulo será abordada uma revisão semi-clássica e quântica sobre ondas de spin.

2.3.1 Tratamento semiclássico

Em 1930 Félix Bloch mostrou que as baixas excitações do sistema de spin consistiam em desvios coletivos de spin não localizados [50]. Bloch chamou essas excitações de ondas de spin e revelou que elas dominam o comportamento termodinâmico magnético em baixas temperaturas [51]. Para investigar rapidamente as principais propriedades das ondas de spins, trataremos inicialmente um sistema linear, conforme ilustrado na figura 4. Considerando uma cadeia com N spins com magnitude S acoplados com seus vizinhos próximos devido à interação de *exchange* uniformemente espaçados e separados por uma distância a , a energia de troca do sistema será

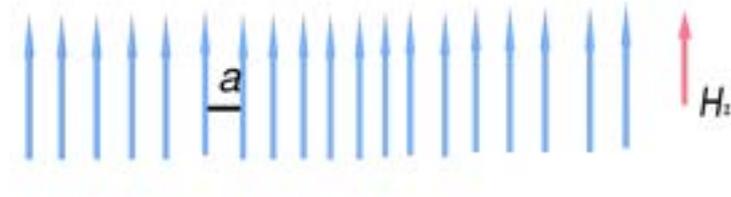
$$E_{exc} = -2J \sum_i \vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1}, \quad (2.55)$$

onde J é a integral de troca e \vec{S}_i denota o spin clássico no sítio i . No estado fundamental todos spins estão alinhados paralelamente, conforme ilustrado na figura 5 (a), isto resulta em $\vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1} = S^2$.

Substituindo o resultado anterior na equação 2.55 conjuntamente com as expressões $\vec{\mu}_i = -g\mu_b\vec{S}_i$ e $E_{exc} = -\vec{\mu}_i \cdot \vec{B}$, a expressão para o campo de *exchange* efetivo é:

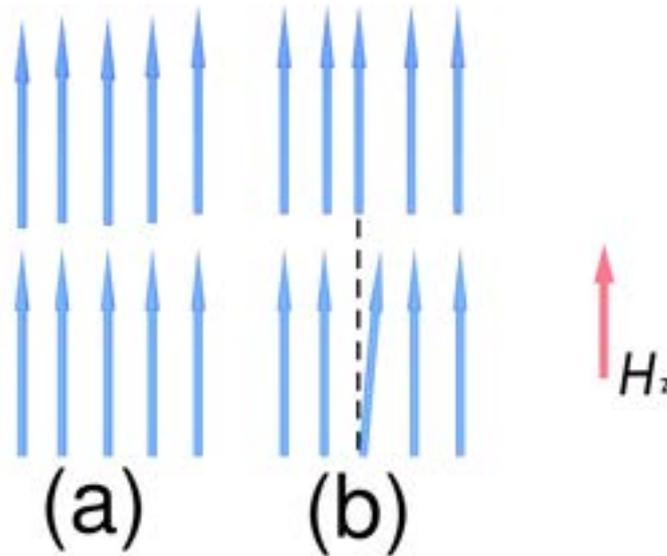
$$\vec{H}_{exc}^{eff} = \frac{-2J}{g\mu_b\mu_0} (\vec{S}_{i-1} + \vec{S}_{i+1}). \quad (2.56)$$

Figura 4 – Ilustração de uma cadeia linear de spin sob um campo magnético aplicado ao longo da direção \hat{z} .



Fonte: Autor.

Figura 5 – (a) Estado fundamental para os spins. (b) Ilustração do primeiro estado excitado de spin correspondente ao desvio de spin no sítio i .



Fonte: Figura adaptada de [49]

A equação de movimento para cadeia de spin sob um campo magnético externo e o campo efetivo de *exchange* é:

$$\frac{d\vec{S}_i}{dt} = -\gamma\mu_0(\vec{S}_i \times (\vec{H} + \vec{H}_{exc}^{eff})). \quad (2.57)$$

Supondo que o campo magnético está aplicado ao longo da direção \hat{z} , onde $\vec{H} = H\hat{z}$. A amplitude da excitação de spin é pequena, linearizando a equação 2.57 para componentes S_i^x , S_i^y e assumindo que S_i^x , $S_i^y \ll S_i^z = S$. Portanto, as equações de movimento para componentes transversais de spin se tornam:

$$\frac{dS_i^x}{dt} = -\gamma\mu_0 H S_i^y + \frac{2JS}{\hbar}(2S_i^y - S_{i-1}^y - S_{i+1}^y), \quad (2.58)$$

$$\frac{dS_i^y}{dt} = -\gamma\mu_0 H S_i^x + \frac{2JS}{\hbar}(2S_i^x - S_{i-1}^x - S_{i+1}^x). \quad (2.59)$$

As equações 2.58 e 2.59 mostram que os movimentos dos spins em qualquer posição estão acoplados aos movimentos dos spins vizinhos, indicando que suas soluções podem ser excitações coletivas. As ondas de spin viajam na forma de ondas harmônicas, logo suas soluções serão:

$$S_i^x = A_x \exp(i[kx_i - \omega t]); S_i^y = A_y \exp(i[ky_i - \omega t]), \quad (2.60)$$

onde ω é a frequência angular e k é o vetor de onda. Substituindo as equações 2.60 nas equações 2.58 e 2.59, obtemos:

$$-i\omega A_x = A_y [\gamma\mu_0 H + \frac{4JS}{\hbar}(1 - \cos(ka))], \quad (2.61)$$

$$i\omega A_y = A_x [\gamma\mu_0 H + \frac{4JS}{\hbar}(1 - \cos(ka))]. \quad (2.62)$$

Escrevendo as equações 2.61 e 2.62 na forma matricial, temos:

$$\begin{pmatrix} -i\omega A_x \\ -i\omega A_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\omega & [\gamma\mu_0 H + \frac{4JS}{\hbar}[1 - \cos(ka)]] \\ -[\gamma\mu_0 H + \frac{4JS}{\hbar}[1 - \cos(ka)]] & i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix}. \quad (2.63)$$

A relação de dispersão para ondas de spin é obtida através do determinante da equação 2.63, no qual a frequência obtida é

$$\omega_k = \gamma\mu_0 H + \frac{4JS}{\hbar}(1 - \cos(ka)). \quad (2.64)$$

A equação 2.64 representa a relação de dispersão para uma cadeia linear de spin. Substituindo a relação de dispersão nas equações 2.61 e 2.62 a parte real das componentes transversais de spin são:

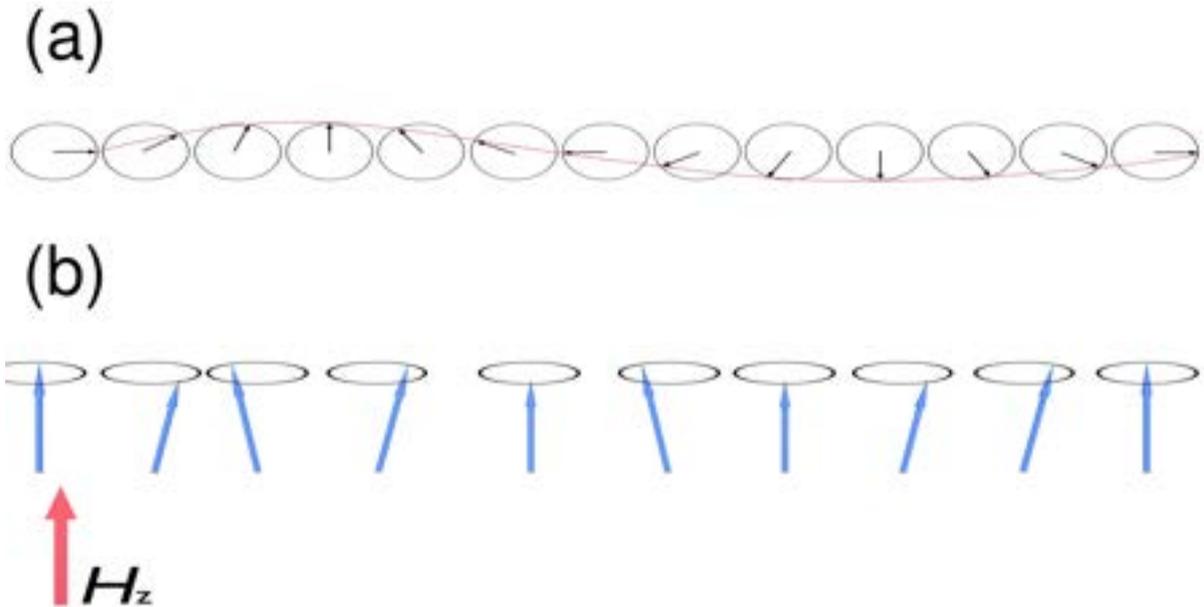
$$S_i^x = A_0 \cos(kx_i - \omega t); S_i^y = A_0 \sin(ky_i - \omega t). \quad (2.65)$$

Essas equações mostram que a representação clássica das ondas de spin em uma dimensão consiste de spins precessionando circularmente em torno da direção de equilíbrio, conforme ilustrado nas figuras 6 (a) e (b). Conforme será abordado posteriormente, as ondas de spins são quantizadas e seu quanta é chamado de mágnon [52]. Para uma cadeia linear a energia de um mágnon é

$$\hbar\omega_k = \hbar\gamma\mu_0 H + 4JS(1 - \cos(ka)). \quad (2.66)$$

Para $k = 0$ a equação 2.66 mostra que a energia dos mágnons é determinada apenas pela intensidade do campo magnético. Conforme exposto anteriormente, quando $k = 0$ todos os spins precessiona em fase e não há contribuição da energia de troca.

Figura 6 – (a) Representação superior das ondas de spin. (b) Ilustração clássica das ondas de spin precessionando circularmente em torno da direção de equilíbrio.



Fonte: Figura retirada de [49].

Para descrever o tratamento das ondas de spin em ferromagnetos tridimensionais é necessário utilizar uma abordagem baseada na equação de Landau-Lifshitz para descrever a evolução temporal e espacial da magnetização sendo válida apenas quando os vetores de onda satisfazem duas condições: (a) $1 \ll kL$, onde L é a dimensão da amostra na direção de propagação, tal que o comprimento de onda é muito menor que a dimensão da amostra e as condições de contorno podem ser ignoradas; (b) $1 \ll ka$, onde a é o parâmetro de rede, logo a discretização da rede cristalina do material pode ser ignorada e um meio contínuo é considerado. Essas condições são tipicamente satisfeitas para vetores de onda na faixa de 10^3 cm^{-1} a 10^6 cm^{-1} , onde são importantes para fenômenos magnônicos.

Considerando um ferromagneto com estrutura cúbica com um parâmetro de rede a e usando um sistema de coordenadas cartesianas com eixos x , y e z ao longo das direções $\langle 100 \rangle$. As relações entre dois spins próximos ao longo do eixo \hat{x} relativo à posição \vec{r}_i se torna

$$\vec{S}(\vec{r}_i - a\hat{x}) \approx \vec{S}(\vec{r}_i) - a \frac{\partial \vec{S}}{\partial x} \Big|_{\vec{r}_i} + \frac{a^2}{2} \frac{\partial^2 \vec{S}}{\partial x^2} \Big|_{\vec{r}_i}, \quad (2.67)$$

$$\vec{S}(\vec{r}_i + a\hat{x}) \approx \vec{S}(\vec{r}_i) + a \frac{\partial \vec{S}}{\partial x} \Big|_{\vec{r}_i} + \frac{a^2}{2} \frac{\partial^2 \vec{S}}{\partial x^2} \Big|_{\vec{r}_i}, \quad (2.68)$$

expressões similares são encontradas para os eixos \hat{y} e \hat{z} . O campo efetivo de troca para um

sistema cúbico é

$$\vec{H}_{exc}^{eff} = \frac{-2J}{g\mu_b\mu_0} \sum_{\delta} \vec{S}(\vec{r}_i + \vec{\delta}) = \frac{-2J}{g\mu_b\mu_0} [6\vec{S}(\vec{r}_i) + a^2\nabla^2 S(\vec{r}_i)]. \quad (2.69)$$

Usando a expressão $\vec{M}(\vec{r}_i) = -\frac{g\mu_b}{a^3}\vec{S}(\vec{r}_i)$ para expressar a relação entre a magnetização e o momento angular de spin, obtemos o campo efetivo de troca em termos da magnetização

$$\vec{H}_{exc}^{eff} = \lambda\vec{M} + \frac{\lambda_{exc}}{M}\nabla^2 M, \quad (2.70)$$

onde os dois novos parâmetros são:

$$\lambda = 6\frac{2JS}{g\mu_b\mu_0 M}; \lambda_{exc} = \frac{2JSa^2}{g\mu_b\mu_0}. \quad (2.71)$$

O parâmetro λ_{exc} nas equações 2.71 é denominado de parâmetro de troca. Supondo que em conjunto ao campo de troca há um campo magnético externo aplicado ao longo da direção \hat{z} que magnetiza a amostra completamente, logo, o campo magnético resultante é $\vec{H}_t = (H + H_A - N_z M)\hat{z} + \vec{H}_{exc}^{eff} = H_z\hat{z} + \vec{H}_{exc}^{eff}$, onde H_A é o campo de anisotropia. Substituindo este resultado na equação de Landau-Lifshitz e introduzindo as componentes circularmente polarizada $m^- = m_x - im_y$, obtemos:

$$i\frac{\partial m^-}{\partial t} = -\gamma\mu_0\lambda_{exc}\nabla^2 m^- + \gamma\mu_0 H_z m^-. \quad (2.72)$$

A equação 2.72 que governa a evolução da magnetização tem a mesma forma da equação de Schrödinger para função de onda de uma partícula. Para um campo magnético uniforme H_z , a solução da equação 2.72 e a relação de dispersão possuem respectivamente as seguintes formas

$$m^-(\vec{r}, t) = m_0 \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_k t)), \quad (2.73)$$

$$\omega_k = \gamma\mu_0(H_z + \lambda_{exc}k^2). \quad (2.74)$$

Analisando o efeito do amortecimento nas propriedades das ondas de spin, a substituição de $\vec{M}(\vec{r}, t)$ e \vec{H}_t na equação 2.50 tem como resultado para componentes da magnetização circularmente polarizada uma equação da mesma forma de 2.72 com um termo adicional

$$i\frac{\partial m^-}{\partial t} - \alpha\frac{\partial m^-}{\partial t} = -\gamma\mu_0\lambda_{exc}\nabla^2 m^- + \gamma\mu_0 H_z m^-. \quad (2.75)$$

Utilizando a aproximação de baixo amortecimento $\alpha \ll 1$, a solução da equação 2.75 em um campo magnético uniforme tem a seguinte forma

$$m^-(\vec{r}, t) = m_0 \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_k t)) \exp(-\alpha\omega_k t), \quad (2.76)$$

mostrando que as ondas de spin se propagam com uma amplitude que decaí exponencialmente no tempo com uma relaxação $\eta_k = \alpha\omega_k$.

As propriedades das ondas de spin são influenciadas pela presença de campo magnéticos dipolares volumétricos. Este efeito é nulo para ondas que se propagam na direção do campo estático e para ondas de spin com $1 \ll kL$ os campos desmagnetizantes são negligenciáveis resultando em campos magnéticos dipolares superficiais nulos [51-53].

O efeito do campo magnético dipolar volumétrico é criado a partir da variação espacial na magnetização e pode ser calculado através das equações de Maxwell

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{H} + \vec{M}) = 0; \vec{\nabla} \times \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (2.77)$$

onde \vec{E} é o campo elétrico e ϵ é a permissividade elétrica do meio. Para ondas de spins com $1 \ll kL$ o papel do campo elétrico na propagação é negligenciável resultando no regime magnetostático. Dessa forma, podemos calcular a contribuição do campo dipolar $\vec{h}_{dip}(\vec{r}, t)$ através da substituição do campo magnético total $\vec{H}(\vec{r}, t) = H_z \hat{z} + \vec{h}_{dip}(\vec{r}, t)$ e da magnetização $\vec{M}(\vec{r}, t) = M_z \hat{z} + \vec{m}(\vec{r}, t)$ nas equações 2.77, levando às equações

$$\vec{k} \cdot (\vec{h}_{dip} + \vec{m}) = 0; \vec{k} \times \vec{h}_{dip} = 0. \quad (2.78)$$

Aplicando o produto vetorial em ambos os lados das equações 2.78 e usando a identidade vetorial $\vec{A} \times \vec{B} \times \vec{C} = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B})$, obtemos:

$$\vec{k} \times \vec{k} \times \vec{h}_{dip} = \vec{k} \cdot (\vec{k} \cdot \vec{h}_{dip}) - \vec{h}_{dip} k^2, \quad (2.79)$$

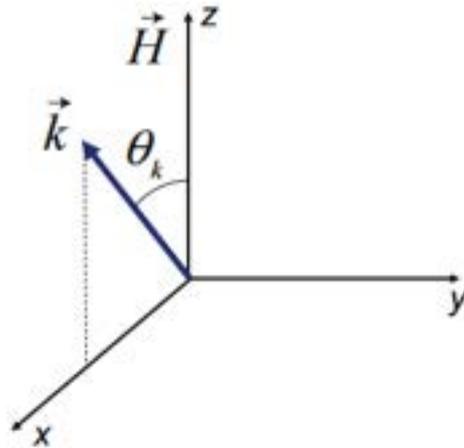
$$\vec{h}_{dip} = -\frac{1}{k^2} \vec{k} \cdot (\vec{k} \cdot \vec{m}). \quad (2.80)$$

Em um sistema de coordenadas cartesianas ilustrado na figura 7 com vetor de onda no plano $x - z$, o campo dipolar será: $\vec{h}_{dip} = -m_x \text{sen}^2 \theta_k \hat{x}$. Substituindo este resultado na 2.4 e encontrando a relação de dispersão para ondas de spins com a contribuição dipolar obtemos:

$$\omega_k = \gamma \mu_0 [(H_z + \lambda_{exc} k^2)(H_z + \lambda_{exc} k^2 + 4\pi \text{sen}^2 \theta_k)]^{1/2}. \quad (2.81)$$

Para $\theta_k = 0^\circ$ a equação 2.81 coincide com a equação 2.74, demonstrando que ondas de spins se propagando na direção do campo magnético não possuem contribuições do campo magnético dipolar. Isto deve-se ao fato que, neste caso, os dipolos magnéticos precessionam mantendo os monopolos em planos paralelos ao plano de fase, conforme ilustrado na figura 8

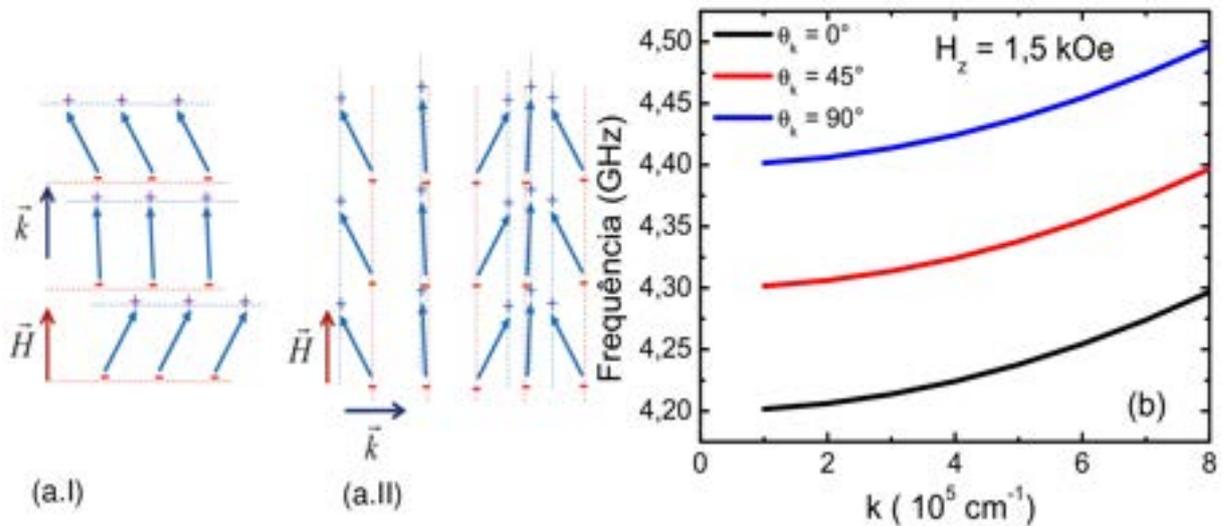
Figura 7 – Representação das coordenadas cartesianas do vetor de onda k , onde θ_k representa o ângulo entre o vetor de onda e o campo magnético aplicado ao longo do eixo \hat{z} .



Fonte: Figura retirada de [38].

(a.I). Contudo, se $\theta_k > 0$ os planos de precessão não são paralelos aos planos de fase resultando em um campo magnético dipolar como mostrado na figura 8 (a.I). A relação de dispersão para diferentes valores de θ_k é mostrada na figura 8 (b).

Figura 8 – Ilustração do comportamento dos dipolos magnéticos para ondas de spin se propagando paralelamente ao campo magnético aplicado (a.I) e perpendicularmente ao campo magnético(a.II). (b) Relação de dispersão para ondas de spin expressa na equação 2.81 para três configurações angulares distintas. Para as três diferentes curvas os seguintes parâmetros foram utilizados: $\lambda_{exc} = 5,4 \times 10^{-9}$ Oe cm^{-2} , $\gamma = 2\pi \times 2,8$ GHz/kOe, $4\pi M_{eff} = 1,75$ kG e $H_z = 1,5$ kOe.



Fonte: Figura retirada de [38].

2.3.2 Tratamento quântico

A abordagem semiclassical apresentada anteriormente para ondas de spin fornece apenas uma visão limitada sobre suas propriedades. Ondas de spins são elementos quânticos e diversos fenômenos que os englobam necessitam de uma abordagem quântica. Neste tópico, será apresentado um tratamento quântico das ondas de spin baseado nas transformações de Holstein-Primakoff dos operadores de spin em operadores de mágnons.

A quantização das ondas de spin é uma consequência natural da quantização do momento angular de spin e suas propriedades. Considerando um material ferromagnético simples com energias Zeeman e de troca apenas, o hamiltoniano que descreve esse sistema é

$$H = -g\mu_b \sum_i H_z S_i^z - J \sum_{i,\delta} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+\delta}, \quad (2.82)$$

onde \vec{S}_i é o operador momento angular de spin no sítio i , $\vec{\delta}$ é o vetor que conecta o sítio i com seus vizinhos próximos. Introduzindo na equação 2.82 os operadores de levantamento e abaixamento dos operadores de spin, o hamiltoniano se torna

$$H = -g\mu_b \sum_i H_z S_i^z - \frac{J}{2} \sum_{i,\delta} (S_i^+ S_{i+\delta}^- + S_i^- S_{i+\delta}^+ + 2S_i^z S_{i+\delta}^z). \quad (2.83)$$

Considerando as relações de comutação $[S_i^\pm, S_j^z] = \mp S_i^\pm S_j^z$, $[S_i^+, S_j^-] = 2S_i^z S_j^z$ e introduzindo na equação 2.83 o novo hamiltoniano será:

$$H = -g\mu_b \sum_i H_z S_i^z - J \sum_{i,\delta} (S_i^- S_{i+\delta}^+ + S_i^z S_{i+\delta}^z). \quad (2.84)$$

Denotando $|0\rangle = |S_1^z = S, \dots, S_N^z = S\rangle$ o estado referente à todos os spins alinhados com um campo magnético como exposto na figura 5 (a). Os auto-estados do Hamiltoniano é

$$H |0\rangle = E_0 |0\rangle, E_0 = -g\mu_b H N S - 2z J N S^2, \quad (2.85)$$

onde z é o número de vizinhos próximos e N o número de spins do sistema. Como mostrado na figura 5 (b), o primeiro estado excitado de spin corresponde ao desvio de spin no sítio i , representado por:

$$|i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2S}} S_i^- |0\rangle. \quad (2.86)$$

Contudo, podemos verificar que este não é um auto-estado do hamiltoniano 2.84 devido ao termo $S_i^- S_{i+\delta}^+$ que corresponde a inversão de spin. A solução do primeiro estado excitado é

uma combinação linear dos estados 2.86. Devido a simetria de translação da rede este estado se torna

$$|1_k\rangle = \frac{1}{\sqrt{2SN}} \sum_i \exp^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} S_i |0\rangle. \quad (2.87)$$

Aplicando $|1_k\rangle$ ao hamiltoniano podemos encontrar

$$H |1_k\rangle = E_{1k} |1_k\rangle, \quad (2.88)$$

onde a energia é

$$E_{1k} = E_0 + g\mu_b H_z + 2zJS(1 - \gamma_k), \quad (2.89)$$

e

$$\gamma_k = \frac{1}{z} \sum_i \exp(i\vec{k} \cdot \vec{S}_i) \quad (2.90)$$

é o fator de estrutura que depende da estrutura cristalina do material. Para entender as excitações do sistema quando mais que um desvio de spin existe, é necessário usar um formalismo diferente. A forma mais conveniente para isto é introduzir as transformações de Holstein-Primakoff (H.P).

No estudo de excitações coletivas em sistemas ferromagnéticos é desejável empregar técnicas que utilizem sistemas com muitos quantas e também fácil de generalizar para hamiltonianos complexos. A segunda quantização é utilizada em problemas de muitos corpos e constitui uma das técnicas que desejamos. A ideia básica é transformar o hamiltoniana na forma

$$H = E_0 + \sum_k \hbar\omega_k a_k^\dagger a_k + H_{int}. \quad (2.91)$$

Ou seja, o hamiltoniano total seria a soma das energias do estado fundamental, um termo que representa tipos independentes de osciladores harmônicos e um termo que descreve as interações entre essas excitações.

Mágnons são bósons, conseqüentemente, os operadores de mágnons devem obedecer as relações de comutação para bósons: $[a_k, a_{k'}^\dagger] = \delta_{k,k'}$, $[a_k, a_{k'}] = 0$ e $[a_k^\dagger, a_{k'}^\dagger] = 0$. Para encontrar os operadores de mágnons introduzimos inicialmente a primeira transformação de H.P que aborda os operadores de desvio de spin. Os operadores para o número de spin no sítio i são:

$$n_i = S - S_i^z. \quad (2.92)$$

Os auto-estados desses operadores são os estados $|S_i^z\rangle$. O operador de criação de desvio de spin é a_i^\dagger , enquanto a_i é o operador de aniquilação de desvio de spin. Seja $|n_i\rangle \equiv |S_i^z\rangle$ os

auto-estados de $n_i = a_i^\dagger a_i$, estes operadores satisfazem as propriedades do oscilador harmônico

$$a_i^\dagger |n_i\rangle = (n_i + 1)^{1/2} |n_{i+1}\rangle, \quad (2.93)$$

$$a_i |n_i\rangle = (n_i)^{1/2} |n_{i-1}\rangle, \quad (2.94)$$

e também satisfazem as relações de comutação de bósons: $[a_i, a_j^\dagger] = \delta_{i,j}$, $[a_i, a_j] = 0$ e $[a_i^\dagger, a_j^\dagger] = 0$. Escrevendo os operadores de levantamento e abaixamento para o momento angular de spin com ajuda da relação 2.92, obtemos:

$$S_i^- |n_i\rangle = (2S)^{1/2} (n_i + 1)^{1/2} \left(1 - \frac{n_i}{2S}\right)^{1/2} |n_{i+1}\rangle, \quad (2.95)$$

$$S_i^+ |n_i\rangle = (2S)^{1/2} (n_i)^{1/2} \left(1 - \frac{n_{i-1}}{2S}\right)^{1/2} |n_{i-1}\rangle. \quad (2.96)$$

Escrevendo as relações anteriores em termo dos operadores de desvio de spin, temos:

$$S_i^+ = (2S)^{1/2} \left(1 - \frac{a_i a_i^\dagger}{2S}\right)^{1/2} a_i, \quad (2.97)$$

$$S_i^- = (2S)^{1/2} \left(1 - \frac{a_i a_i^\dagger}{2S}\right)^{1/2} a_i^\dagger, \quad (2.98)$$

$$S_i^z = S - a_i^\dagger a_i. \quad (2.99)$$

Utilizando a expansão binomial nas equações 2.97-2.99, obteremos as relações abaixo que satisfazem as propriedades bosônicas

$$S_i^+ \approx (2S)^{1/2} \left(a_i - \frac{1}{4S} a_i^\dagger a_i a_i + \dots\right), \quad (2.100)$$

$$S_i^- \approx (2S)^{1/2} \left(a_i^\dagger - \frac{1}{4S} a_i^\dagger a_i^\dagger a_i + \dots\right). \quad (2.101)$$

São de interesse apenas os termos da expansão de ordem mais baixa. O primeiro termo da relação 2.101 dá origem a parte quadrática do hamiltoniano, enquanto os outros termos correspondem as interações entre os mágnons. Portanto, a parte quadrática do hamiltoniano será:

$$H^{(2)} = \sum_{i,j=i+\delta} A_{ij} a_i^\dagger a_j, \quad (2.102)$$

onde

$$A_{ij} = (g\mu_b H_z + 2zJS)\delta_{ij} - 2JS. \quad (2.103)$$

O termo $H^{(2)}$ não é diagonal. É necessário usar uma transformação de operadores a_i^\dagger e a_i para os operadores de modos coletivos de criação e aniquilação de mágnons a_k^\dagger e a_k . Portanto, se faz necessário utilizar uma transformação de Holstein-Primakoff generalizada

$$a_i = \sum_k \phi_k^i a_k; a_i^\dagger = \sum_k \phi_k^{i\dagger} a_k^\dagger. \quad (2.104)$$

Substituindo estes operadores no hamiltoniano 2.102, obtemos a expressão na forma diagonal para o hamiltoniano

$$H^{(2)} = \sum_k E_k a_k^\dagger a_k, \quad (2.105)$$

onde

$$E_k = A_k = g\mu_b H_z + 2zJS(1 - \gamma_k) \quad (2.106)$$

$$\gamma_k = \frac{1}{z} \sum_\delta \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\delta}). \quad (2.107)$$

Assim, a relação de dispersão para os mágnons considerando as contribuições de anisotropias magnéticas e a interação dipolar, conforme descrito mais detalhadamente nas referências [35,36], é:

$$\omega_k = \gamma \left[\left(H + \frac{2zJs}{\hbar\gamma} (1 - \gamma_k) \right) \left(H + \frac{2zJs}{\hbar\gamma} (1 - \gamma_k) + 4\pi M \text{sen}^2 \theta_k \right) \right]^{1/2}. \quad (2.108)$$

Para mágnons com vetores de onda pequenos $ka \ll 1$, a relação de dispersão 2.108 está de acordo com a teoria clássica descrita pela equação 2.81.

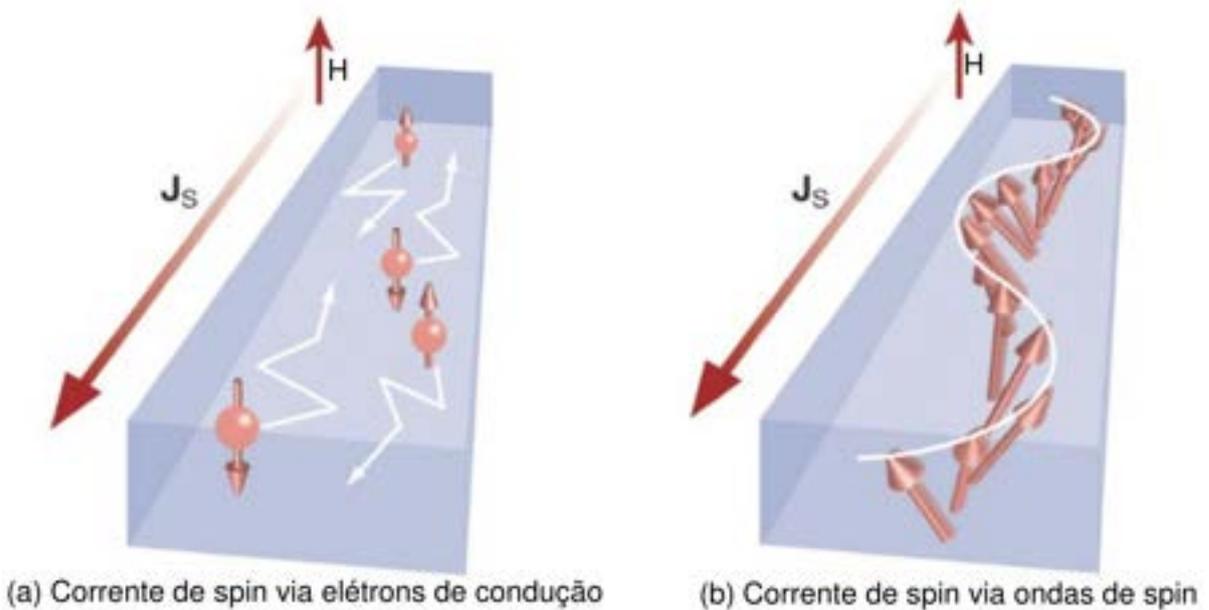
2.4 MECANISMOS DE INJEÇÃO E DETECÇÃO DE CORRENTES DE SPIN

2.4.1 Correntes de spin em materiais não magnéticos

Um dos conceitos mais importantes na área da spintrônica é o de corrente de spin, definida como o fluxo de momento angular de spin por área [55,56]. Em materiais metálicos as correntes de spin são transportadas majoritariamente pelos elétrons de condução [4], enquanto que em materiais isolantes as correntes de spin são carregadas através das ondas de spins [5], conforme explicitado nas figuras 9 (a) e (b). Elétrons fluindo por um condutor transportam carga e spin, quando seus spins apontam para direções aleatórias e seu momento angular resultante

é nulo, eles transportam apenas carga. Se por alguma razão, elétrons com spin-up fluem por determinada direção, enquanto elétrons com spin-down fluem na direção oposta, eles carregam uma corrente de spin pura, porém a corrente eletrônica é nula. Na situação onde o fluxo de portadores de carga com spin-up em uma direção é maior que elétrons com spin-down na direção oposta, neste contexto a corrente de spin é polarizada.

Figura 9 – **(a)** Corrente de spin em materiais metálicos, em que os elétrons são responsáveis pelo transporte de spin. **(b)** Corrente de spin em materiais magnéticos isolantes, o principal responsável pelo transporte de spin são os mágnons.



Fonte: Figura retirada de [15].

Aplicando uma tensão elétrica nas extremidades de um metal, um campo elétrico é acionado, exercendo uma força eletromotriz sobre os elétrons de condução e gerando uma corrente de carga com uma densidade de corrente expressa por:

$$\vec{J}_c = \sigma_e \vec{E}, \quad (2.109)$$

onde $\sigma_e = \frac{Ne^2\tau}{m^*}$ é a condutividade eletrônica do material, N é o número de portadores de carga, m^* é a massa efetiva dos portadores, e é a carga do elétron e τ é o tempo de colisão. Os elétrons também podem se movimentar devido ao gradiente na concentração eletrônica este fenômeno é chamado de difusão, descrito pela equação de difusão

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = D \nabla^2 n(\vec{r}, t), \quad (2.110)$$

onde D é a constante de difusão e $n(\vec{r}, t)$ é a concentração eletrônica. O movimento de difusão produz uma densidade de corrente \vec{J}_{diff} que obedece a equação da continuidade

$$\frac{\partial \rho(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{diff}, \quad (2.111)$$

onde $\rho(\vec{r}, t) = en(\vec{r}, t)$. A junção das equações 2.110 e 2.111 revela uma expressão para densidade de corrente difusiva produzida pela concentração de elétrons não uniforme

$$\frac{\partial e\rho(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{diff} = eD\nabla^2 n(\vec{r}, t), \quad (2.112)$$

$$e\frac{\partial \rho(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{diff} = eD\nabla^2 n(\vec{r}, t), \quad (2.113)$$

$$\vec{J}_{diff}(\vec{r}, t) = -eD\vec{\nabla}n(\vec{r}, t). \quad (2.114)$$

A equação 2.114 é conhecida como lei de Fick e descreve o movimento das partículas em um gradiente de concentração. Um gás de elétrons não uniforme sobre uma diferença de potencial tem uma densidade de corrente total expressa por:

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \sigma_e \vec{E} - eD\vec{\nabla}n(\vec{r}, t). \quad (2.115)$$

O potencial elétrico ϕ em metais altera o potencial eletroquímico dos elétrons de μ_c para $\mu = \mu_c + \phi$. Aplicando gradiente no potencial eletroquímico e considerando as seguintes relações: $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$, $\vec{\nabla}\mu_c = \frac{\nabla n(\vec{r}, t)}{N(\varepsilon_F)}$ e $\vec{\nabla}\mu = 0$, a partir dessas relações e considerando que no equilíbrio térmico a densidade de estados no nível de Fermi é $N(\varepsilon_F) = \frac{\sigma_e}{e^2 D}$. A densidade de corrente dependente da polarização de spin (\uparrow e \downarrow) é expressa por:

$$\vec{J}_{\uparrow\downarrow} = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow}}{e} \vec{\nabla}\mu_{\uparrow\downarrow}. \quad (2.116)$$

Definindo formalmente a densidade de corrente eletrônica $\vec{J}_c = \vec{J}_{\uparrow} + \vec{J}_{\downarrow}$ e a densidade de corrente de spin $\vec{J}_s = \vec{J}_{\uparrow} - \vec{J}_{\downarrow}$, as relações anteriores se tornam

$$\vec{J}_c = \frac{\vec{\nabla}(\mu_{\uparrow}\sigma_{\uparrow} + \mu_{\downarrow}\sigma_{\downarrow})}{e}, \quad (2.117)$$

$$\vec{J}_s = \frac{\vec{\nabla}(\mu_{\uparrow}\sigma_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}\sigma_{\downarrow})}{e}. \quad (2.118)$$

Em materiais não magnéticos, a condutividade elétrica e o potencial eletroquímico são expressos por: $\sigma_{\uparrow} = \sigma_{\downarrow} = \frac{\sigma_N}{2}$ e $\mu = \frac{(\mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow})}{2}$. Substituindo essas relações na equação 2.118 a densidade de corrente de spin é expressa por:

$$\vec{J}_s = \frac{\sigma_N}{2e} \vec{\nabla}(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}), \quad (2.119)$$

$$\mu_s = \frac{\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}}{2}, \quad (2.120)$$

$$\vec{J}_s = \frac{\hbar\sigma_N}{2e^2} \vec{\nabla} \mu_s, \quad (2.121)$$

onde μ_s é uma grandeza denominada acumulação de spin e a equação 2.121 expressa a densidade de corrente de spin em unidades de momento angular de spin por área.

Conforme será exposto posteriormente, em uma heteroestrutura formada por uma material ferromagnético (FM) ou antiferromagnético (AFM) em contato com um metal não magnético (NM), a corrente de spin na camada FM ou AFM é injetada através de NM pela interface FM ou AFM/NM. Na ausência do campo elétrico, a densidade eletrônica dependente do spin corresponde a expressão $\delta n_{\sigma} = N_{\sigma}(\varepsilon_F)\delta\mu_{\sigma}$, substituindo este resultado na equação 2.110 obtemos

$$\frac{\partial\mu_s(\vec{r}, t)}{\partial t} = D\nabla^2\mu_s(\vec{r}, t), \quad (2.122)$$

a equação 2.122 descreve a difusão de spin através da camada NM transportada pelos elétrons do material. Considerando que a difusão eletrônica no metal sofre colisões, ou seja, há probabilidade finita do spin eletrônico perder sua orientação, este efeito pode ser introduzido através de um termo na equação 2.122 referente ao *spin-flip* (inversão de spin ou perda de coerência do spin)

$$\frac{\partial\mu_s(\vec{r}, t)}{\partial t} = D\nabla^2\mu_s(\vec{r}, t) - \frac{\mu_s(\vec{r}, t)}{\tau_{sf}}, \quad (2.123)$$

o termo τ_{sf} é o tempo de relaxação *spin-flip*. Considerando que a acumulação de spin varia ao longo da direção \hat{y} , a solução da equação 2.123 no estacionário é

$$\mu_s(y) = Ae^{\frac{-y}{\lambda_{NM}}} + Be^{\frac{y}{\lambda_{NM}}}, \quad (2.124)$$

onde $\lambda_{NM} = \sqrt{\tau_{sf}D}$ é o comprimento de difusão de spin do material NM e explicita o quanto a corrente de spin se propaga sem perder sua coerência, A e B são constantes que dependem das condições de contorno.

2.4.2 Efeitos Hall de spin: SHE e ISHE

A spintrônica e magnônica são ativas e relevantes áreas da física cujo objetivo é a geração, injeção e manipulação das correntes de spin transportadas pelos elétrons de condução e mágnons. Dentro deste contexto, os efeitos Hall de spin surgem como principais candidatos

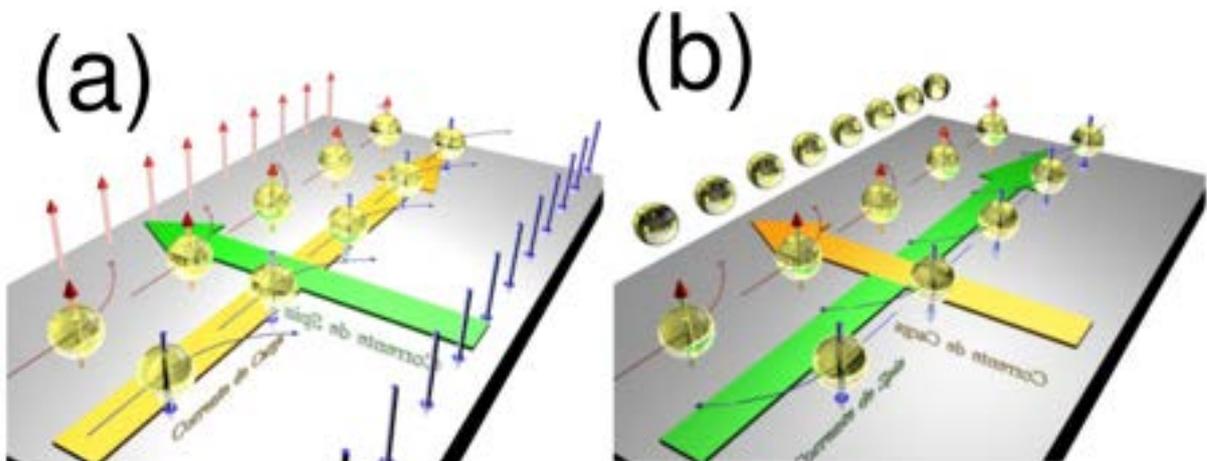
para atender essas finalidades, estes fenômenos possuem origem no acoplamento spin-órbita eletrônico em materiais metálicos [4] e semicondutores [57,58], permitindo a interconversão entre correntes de spin e de carga. O efeito Hall de spin (SHE) consiste na conversão parcial de uma corrente de carga em uma corrente de spin [59]. Os elétrons com spins-up em uma corrente eletrônica são espalhados em uma determinada direção, enquanto elétrons com spins-down são espalhados na direção oposta por mecanismos intrínsecos e extrínsecos criando uma acumulação de spin e conseqüentemente uma corrente de spin transversal à corrente eletrônica, conforme ilustrado na figura 10 (a). O fenômeno recíproco ao SHE é denominado efeito Hall de spin inverso (ISHE) [10,11], onde uma corrente de spin é parcialmente convertida em uma corrente elétrica no material devido seu acoplamento spin-órbita, ilustrado na figura 10 (b). Os efeitos Hall de spin são quantificados através das relações

$$\vec{J}_s = \frac{\hbar}{2e} \theta_{SH} (\hat{\sigma} \times \vec{J}_c), \quad (2.125)$$

$$\vec{J}_c = \frac{\hbar}{2e} \theta_{SH} (\vec{J}_s \times \hat{\sigma}), \quad (2.126)$$

onde $\hat{\sigma}$ é vetor unitário da polarização de spin, e é a carga do elétron, \hbar é a constante de Planck reduzida e θ_{SH} é o ângulo Hall de spin, fator que expressa a eficiência da conversão entre as correntes elétrica e de spin.

Figura 10 – **(a)** Ilustração do efeito Hall de spin, em que uma corrente elétrica aplicada em um material não-magnético é convertida em uma corrente de spin transversal por meio dos mecanismos do acoplamento spin-órbita. **(b)** Representação do efeito Hall de spin inverso, onde uma corrente de spin é convertida parcialmente em uma corrente eletrônica devido ao espalhamento do acoplamento spin-órbita.



Fonte: Figura retirada de [62].

Os mecanismos de espalhamento intrínsecos e extrínsecos são responsáveis pela conversão parcial entre as correntes de spin e de carga. Os mecanismos intrínsecos são definidos pela estrutura cristalina e eletrônica do material [60]. Os mecanismos extrínsecos são conhecidos como *side-jump* e *skew scattering* [61]. O *side-jump* ocorre quando os elétrons são espalhados por impurezas com acoplamento spin-órbita considerável, enquanto *skew scattering* consiste no espalhamento da onda eletrônica em diferentes orientações dependendo da sua polarização de spin. Portanto, o controle dos mecanismos extrínsecos são de essencial importância para interconversão eficiente entre as correntes de spin e eletrônica.

2.4.3 Bombeamento de spin: *Spin pumping*

Em um material FM em contato atômico com uma camada NM a dinâmica da magnetização induz efeitos interfaciais interessantes, um desses efeitos é denominado *spin pumping*. O processo de *spin pumping* consiste na injeção de uma corrente pura de spin na camada NM adjacente devido a precessão da magnetização do FM em condição de ressonância [9,63], esse processo é mostrado na figura 11. A emissão da corrente de spin ocorre devido a conservação de momento angular na interface FM/NM, descrita como:

$$\vec{j}_s^{pumping} = \frac{\hbar}{4\pi M} \left(g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) - g_i^{\uparrow\downarrow} \frac{d\vec{M}}{dt} \right). \quad (2.127)$$

O primeiro termo da equação 2.127 representa um amortecimento na magnetização similar ao proposto por Gilbert[64], o termo $g^{\uparrow\downarrow} = g_r^{\uparrow\downarrow} - ig_i^{\uparrow\downarrow}$ é a condutância mista de spin e expressa a transparência da interface para o fluxo de corrente de spin, suas partes reais e imaginárias são

$$g_r^{\uparrow\downarrow} = \frac{1}{2} \sum_{m,n} \left[|r_{m,n}^{\uparrow} + r_{m,n}^{\downarrow}|^2 + |t_{m,n}^{\uparrow} - t_{m,n}^{\downarrow}|^2 \right], \quad (2.128)$$

$$g_i^{\uparrow\downarrow} = Im \sum_{m,n} \left[r_{m,n}^{\uparrow} (r_{m,n}^{\downarrow})^* + t_{m,n}^{\uparrow} (t_{m,n}^{\downarrow})^* \right], \quad (2.129)$$

onde $r_{m,n}^{\uparrow}$ ($r_{m,n}^{\downarrow}$) são os coeficientes de reflexão para elétrons com spins up ou down, enquanto $t_{m,n}^{\uparrow}$ ($t_{m,n}^{\downarrow}$) são os coeficientes de transmissão para elétrons com spins up ou down na interface FM/NM, m e n indicam os modos eletrônicos no nível de Fermi. Para processos de injeção de spin de forma difusiva, como o *spin pumping*, a parte imaginária da condutância mista de spin é nula [65].

A corrente de spin injetada leva à uma acumulação de spin na interface do material magnético com o não magnético [39], devido esta acumulação surge uma corrente de reversão

denominada *backflow* que flui em direção a camada FM, tornando a corrente de spin líquida que penetra a camada NM menor que o primeiro termo da equação 2.127. A amplitude da densidade de corrente de spin reversa é

$$\vec{J}_s^{back} = \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M} \mu_s. \quad (2.130)$$

Considerando a bicamada representada na figura 11, onde a acumulação se difunde apenas ao longo da direção \hat{y} , assumindo uma dependência harmônica $\mu_s(y, t) = \mu_s(y) \exp\{i\omega t\}$, onde ω é a frequência angular de precessão da magnetização, substituindo a relação anterior na equação 2.123 e considerando que as condições de contorno obtidas através da equação de continuidade para corrente de spin no NM em $y = 0$ e em $y = t_{NM}$ são respectivamente:

$$\left. \frac{\partial \mu_s(y)}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{2J_s(0)}{\hbar N(\varepsilon_F) D}, \quad (2.131)$$

$$\left. \frac{\partial \mu_s(y)}{\partial y} \right|_{y=t_{NM}} = 0. \quad (2.132)$$

A equação de difusão resultante é

$$\frac{\partial^2 \mu_s(y)}{\partial y^2} = \mu_s(y) \frac{1}{D} \left(i\omega + \frac{1}{\tau_{sf}} \right). \quad (2.133)$$

Cuja solução é expressa da seguinte forma

$$\mu_s(y) = A \exp\{\kappa y\} + B \exp\{-\kappa y\}, \quad (2.134)$$

onde A, B e κ surgem da aplicação das condições de contorno e são:

$$A = -\frac{2J_s(0) \exp\{-\kappa t_{NM}\}}{\hbar \kappa N(\varepsilon_F) D \operatorname{senh}(\kappa t_{NM})}, \quad (2.135)$$

$$B = -\frac{2J_s(0) \exp\{\kappa t_{NM}\}}{\hbar \kappa N(\varepsilon_F) D \operatorname{senh}(\kappa t_{NM})}, \quad (2.136)$$

$$\kappa^2 = \frac{1}{D} \left(\frac{1}{\tau_{sf}} + i\omega \right). \quad (2.137)$$

A acumulação de spin difundida na camada NM é:

$$\mu_s(y) = \frac{-2J_s(0) \cosh(\kappa(y - t_{NM}))}{\hbar \kappa N(\varepsilon_F) D \operatorname{senh}(\kappa t_{NM})}. \quad (2.138)$$

A partir da equação 2.121 a corrente de spin ao longo da camada NM é expressa como:

$$\vec{J}_s(y) = \frac{\vec{J}_s(0) \operatorname{senh}(\kappa(y - t_{NM}))}{\operatorname{senh}(\kappa t_{NM})}, \quad (2.139)$$

a corrente de spin líquida na interface FM/NM é expressa através da diferença entre a corrente de spin injetada na camada NM e a corrente de spin reversa, considerando na interface $y = 0$ temos:

$$\vec{J}_s(0) = \vec{J}_s^{pumping} - \vec{J}_s^{back}, \quad (2.140)$$

$$\vec{J}_s(0) = \frac{\hbar g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M^2} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) + \frac{2J_s(0)g_r^{\uparrow\downarrow} \cosh(\kappa(t_{NM}))}{4\pi\hbar\kappa N(\varepsilon_F)D \sinh(\kappa t_{NM})}, \quad (2.141)$$

$$\frac{\hbar g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M^2} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) = \vec{J}_s(0) - \beta \vec{J}_s(0). \quad (2.142)$$

O parâmetro β é expresso como:

$$\beta = \frac{2g_r^{\uparrow\downarrow} \tanh(\kappa t_{NM})}{4\pi\hbar\kappa N(\varepsilon_F)D}. \quad (2.143)$$

Em um experimento típico de FMR a frequência de excitação é da ordem de GHz, consequentemente, a frequência de precessão da magnetização é menor que o tempo de relaxação *spin-flip*, ou seja, $\omega \ll \frac{1}{\tau_{sf}}$, resultando em $\kappa \approx \lambda_{NM}^{-1}$. Portanto, a corrente de spin interfacial é descrita por:

$$\vec{J}_s(0) = \frac{\hbar}{4\pi M^2} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right), \quad (2.144)$$

onde $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ é a parte real da condutância mista de spin efetiva que leva em consideração a corrente de spin reversa.

Outra importante consequência do efeito de *spin pumping* é adição de um termo de relaxação a magnetização quando o material magnético está em contato atômico com uma camada NM. Isto é um resultado da conservação de momento angular, uma vez que a corrente de spin injetada no NM subtrai momento angular, resultando na relaxação da magnetização. Para quantificar este efeito adicionamos à equação de Landau-Lifshitz-Gilbert um termo referente a injeção de spin

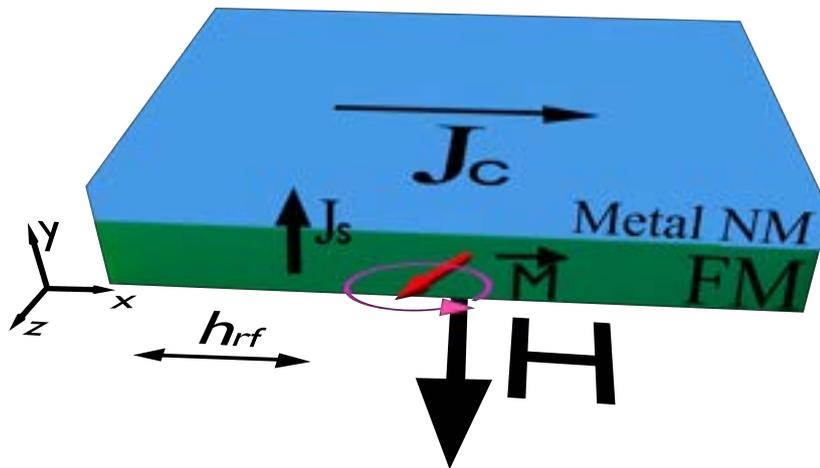
$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) + \frac{\alpha}{M} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) + \frac{\gamma\hbar g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M^2 t_{FM}} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right), \quad (2.145)$$

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) + \alpha_{eff} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right). \quad (2.146)$$

O processo de *spin pumping* resulta em uma relaxação adicional, o fator de amortecimento efetivo é

$$\alpha_{eff} = \alpha + \frac{\gamma\hbar g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M t_{FM}}, \quad (2.147)$$

Figura 11 – Ilustração do processo de *spin pumping*. A precessão da magnetização do material magnético injeta uma corrente de spin pura ao longo da direção \hat{y} na camada não magnética. Esta precessão ocorre quando a amostra está submetida a um campo magnético alternado ao longo da direção \hat{x} perpendicularmente a um campo magnético estático aplicado ao longo de \hat{z} e atinge a condição de ressonância. Através do efeito Hall de spin inverso, a corrente de spin injetada no NM é parcialmente convertida em uma corrente de carga transversal, detectada por meio de contatos elétricos na extremidade do material.



Fonte: Autor.

utilizando a relação $\Delta H = \frac{\alpha\omega}{\gamma}$, podemos expressar a contribuição do *spin pumping* na largura de linha como:

$$\Delta H_{FM/NM} = \Delta H_{FM} + \frac{\hbar\omega g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M t_{FM}}, \quad (2.148)$$

$$g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M t_{FM}}{\hbar\omega} (\Delta H_{FM/NM} - \Delta H_{FM}), \quad (2.149)$$

$$g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M t_{FM}}{\hbar\omega\gamma} (\alpha_{eff} - \alpha). \quad (2.150)$$

Em especial, o amortecimento devido ao *spin pumping* em materiais magnéticos isolantes (FMI), como YIG, é explicado teoricamente através de duas abordagens alternativas. A primeira é devido ao movimento acoplado da magnetização com a acumulação de spin no NM, transferindo uma relaxação adicional a magnetização do FM. A segunda abordagem é baseada nas condições de contorno para as correntes de spin transportadas pelos mágnons no FMI e pelos elétrons de condução no NM. Uma revisão mais aprofundada pode ser encontrada na referência [39]. Em FMI a equação 2.127 permanece válida, pois a transmissão de corrente de spin para camada NM é possível através da interação de troca entre os spins dos elétrons da camada d do isolante com os elétrons da camada s no metal não magnético.

Uma das consequências mais interessante do efeito de *spin pumping* é a geração de uma voltagem elétrica na camada NM [10,11], conforme ilustrado na figura 11. O sinal elétrico devido a conversão entre corrente de spin em corrente de carga ocorre por causa da injeção de corrente de spin no processo de *spin pumping* relacionada à precessão da magnetização do material magnético [10,11]. Pela substituição da equação 2.5 na equação 2.144, a corrente de spin interfacial é

$$\vec{J}_s(0) = \frac{\hbar\omega g_{eff}^{\uparrow\downarrow} p}{16\pi} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H}\right)^2 \frac{\Delta H^2}{(H - H_r)^2 + \Delta H^2}, \quad (2.151)$$

onde p é o fator de elipticidade definido como:

$$p = \frac{4\omega(H_r + 4\pi M_{eff})}{\gamma(2H_r + 4\pi M_{eff})}. \quad (2.152)$$

A equação 2.151 mostra que a corrente de spin é injetada apenas quando o material atinge a condição de ressonância, ou seja, $H = H_r$.

Considerando $\omega\tau_{sf} \ll 1$ tal que $\kappa \approx 1/\lambda_N$, podemos escrever a corrente de spin através de NM como:

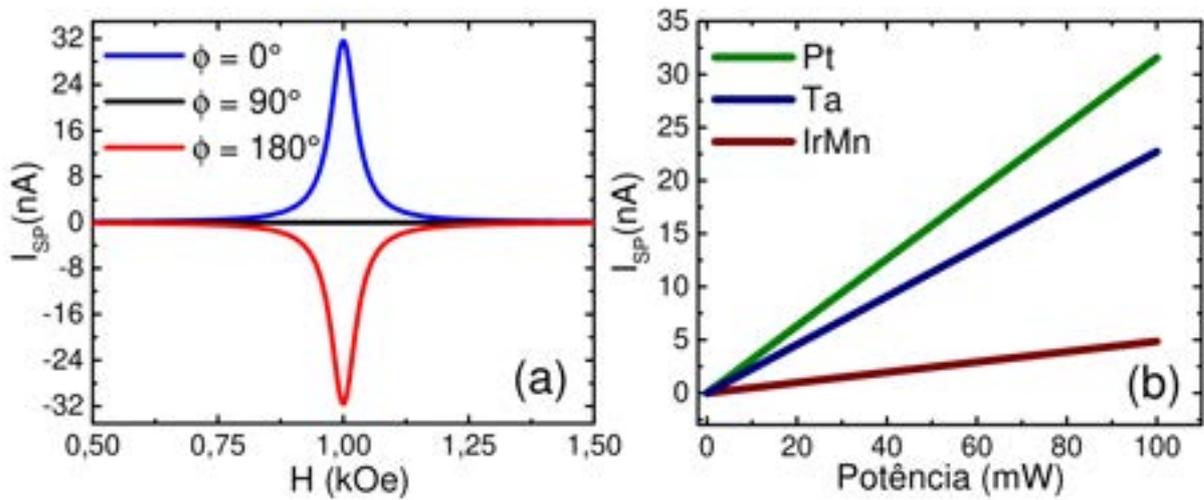
$$\vec{J}_s(y) = \frac{\vec{J}_s(0) \sinh((y - t_{NM})/\lambda_{NM})}{\sinh(t_{NM}/\lambda_{NM})}, \quad (2.153)$$

substituindo a equação 2.153 na expressão 2.126, a tensão elétrica devido ao *spin pumping* será

$$V_{SP} = \frac{1}{4} R w \lambda_N e \theta_{SH} f g_{eff}^{\uparrow\downarrow} p_{xz} \tanh\left(\frac{t_N}{2\lambda_{NM}}\right) \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H}\right)^2 \frac{\Delta H^2}{(H - H_r)^2} \cos \phi, \quad (2.154)$$

onde w , f , R e ϕ são a largura, frequência de ressonância, resistência elétrica da amostra e o ângulo entre o campo magnético e a direção dos contatos elétricos, respectivamente. Além disso, este resultado mostra que a tensão elétrica tem forma de uma lorentziana com seu máximo ocorrendo em $H = H_r$. A figura 12 (a) mostra o gráfico da equação 2.154 para um filme de Py(50 nm)/Pt(6 nm) com uma potência *rf* de excitação fixa de 100 mW, onde é mostrado a dependência angular da corrente elétrica (V_{SP}/R) em função do campo magnético, para valores de $\theta_{SH} > 0$ as correntes máximas, mínimas e nulas ocorrem em $\phi = 0^\circ$, 180° e 90° , respectivamente. Estes valores são proporcionais a $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$, θ_{SH} e λ_{NM} . A figura 12 (b) mostra a corrente máxima em função da potência para Py com três diferentes materiais Pt (6nm), Ta (6nm) e IrMn (6nm), onde o comportamento da corrente indica um processo de excitação linear. Através a equação 2.154 sabemos que $I_{SP} \propto \theta_{SH}$, onde podemos inferir que a Pt possui maior θ_{SH} em relação ao Ta e IrMn, obedecendo a relação $\theta_{SHPt} > \theta_{SHTa} > \theta_{SHIrMn}$.

Figura 12 – **(a)** Gráfico da equação 2.154, ilustrando o comportamento da corrente elétrica em função do campo magnético em três diferentes configurações angulares para uma amostra de Py(50nm)/Pt(6nm), os parâmetros utilizados foram: $4\pi M_{ef} = 10$ kG, $\theta_{SHPt} = 0,05$, $g_{eff-Pt}^{\uparrow\downarrow} = 2,7 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$, $f = 9,417$ GHz, $\lambda_{Pt} = 3,7$ nm, $p_{x,z} = 0,31$, $h_{rf} = 1,77p_{rf}^2$, $p_{rf}^2 = 100$ mW, $\Delta H = 30$ Oe, $R_{Pt} = 100 \Omega$, $w = 1,5$ cm. Estes valores foram retirados da referência [66]. **(b)** Comportamento da corrente elétrica máxima de *spin pumping* em função da potência de excitação para diferentes materiais NM, as inclinações das curvas indicam que a Pt possui maior θ_{SH} comparado a outros materiais, os parâmetros utilizados para o Ta e IrMn foram: $4\pi M_{ef} = 10$ kG, $\theta_{SHIrMn} = 0,022$, $\theta_{SHTa} = 0,033$, $g_{eff-IrMn}^{\uparrow\downarrow} = 12 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$, $g_{eff-Ta}^{\uparrow\downarrow} = 2,2 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$, $f = 9,417$ GHz, $\lambda_{IrMn} = 0,7$ nm, $\lambda_{Ta} = 8$ nm, $p_{x,z} = 0,31$, $h_{rf} = 1,77p_{rf}^2$, $p_{rf}^2 = 100$ mW, $\Delta H_{IrMn} = 25$ Oe, $\Delta H_{Ta} = 27$ Oe, $R_{IrMn} = 1250 \Omega$, $R_{Ta} = 45 \Omega$, $w = 1,5$ cm. Estes valores foram retirados das referências [66,67,68].



Fonte: Autor.

3 TÉCNICAS E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

3.1 DEPOSIÇÃO POR EVAPORAÇÃO CATÓDICA: *SPUTTERING*

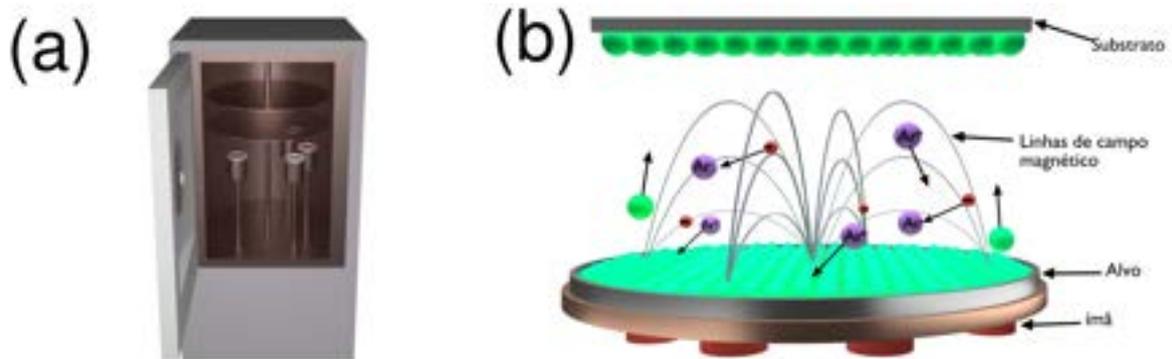
Uma das técnicas amplamente utilizada na fabricação de materiais nanoestruturados e na indústria de semicondutores é a técnica de *sputtering*, devido sua reprodutibilidade e eficiência mesmo com números grandes de parâmetros a serem controlados. O processo de *sputtering* consiste na remoção física de átomos de um material específico (alvo), em um ambiente de alto vácuo, através do bombardeio de íons de um gás inerte assistido pela presença de ímas [69]. Portanto, os átomos removidos do alvo se depositam no substrato escolhido.

O Processo ordinário de deposição por *sputtering* ocorre em duas etapas fundamentais. Primeiramente, a câmara de deposição é evacuada até atingir uma pressão de base da ordem de 10^{-7} Torr, esse vácuo tem como finalidade evitar contaminação tornando o ambiente mais limpo possível aumentando a qualidade das amostras depositadas. Em seguida, é injetado um gás inerte dentro da câmara, usualmente o argônio (Ar) é utilizado. Na etapa seguinte, a câmara atinge uma pressão de trabalho da ordem de 10^{-3} Torr e após a estabilização do fluxo de Ar aplica-se uma diferença de potencial entre um par de elétrodos que estão dispostos na câmara, conforme ilustrado na figura 13 (a). A ionização do argônio produz íons, resultando em uma descarga luminosa (Plasma), logo, há transferência de momento linear dos íons acelerados em direção ao alvo, assim os átomos são ejetados e se depositam sobre o substrato, conforme ilustrado na figura 13 (b).

A fim de tornar o plasma mais estável e melhorar a eficiência da deposição é utilizado uma configuração de ímãs. A presença dos ímãs gera um campo magnético estático que se sobrepõe ao campo elétrico aplicado entre os elétrodos, esta configuração permite que os íons sejam submetidos à força de Lorentz, confinando-se próximo ao alvo aumentando a ionização do Ar, tornando o processo de deposição mais eficiente.

Os processos de *sputtering* podem ser classificados em duas categorias DC e RF que se diferem da maneira em que o plasma é produzido. O *sputtering* DC é utilizado amplamente para deposição de materiais metálicos, assim, o plasma é gerado a partir de uma tensão elétrica DC aplicada entre o alvo (cátodo) e o substrato (ânodo). O *sputtering* RF é geralmente utilizado para deposição de materiais isolantes, na qual é aplicada uma tensão alternada na faixa de 13,56 - 40,68 MHz entre o cátodo e ânodo.

Figura 13 – (a) Ilustração da câmara do *sputtering*. (b) Esquemática do processo de deposição assistido por uma configuração de ímãs.



Fonte: Autor.

3.1.1 Processo de produção das amostras

Para a realização deste trabalho foram produzidos dois conjuntos de amostras distintas. As amostras crescidas possuem estrutura de filmes finos na forma de bicamadas compostas por um material magnético isolante (YIG) coberto por um metal com forte acoplamento spin-órbita e um material antiferromagnético.

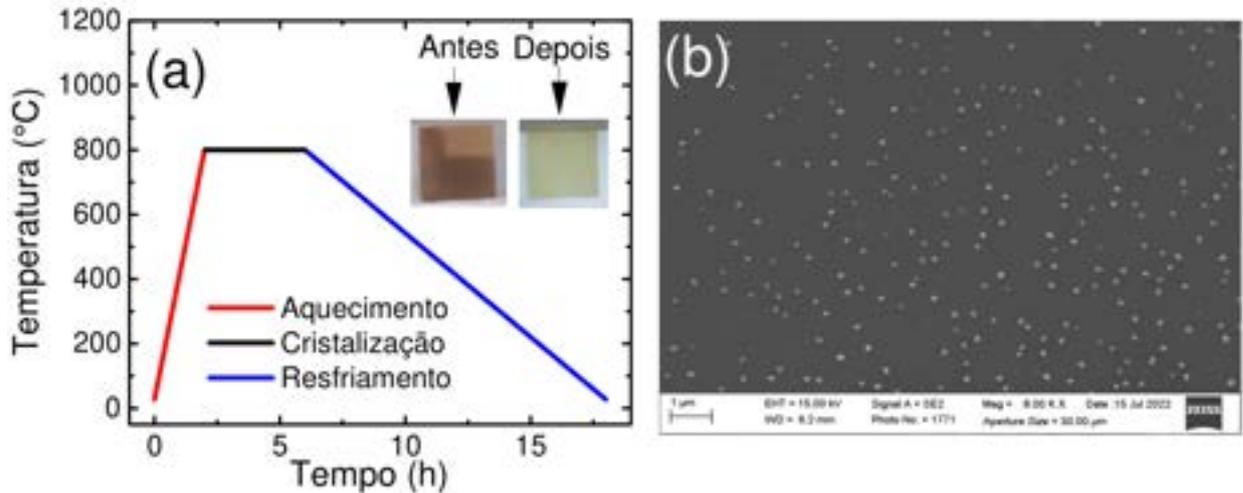
O primeiro conjunto de amostras foi projetado para investigar a interconversão eficiente entre correntes de spin e de carga em bicamadas YIG/Pt e multicamadas YIG/[Pt-Ag]. O procedimento de deposição das amostras foi realizado com o crescimento do YIG com espessura de 100 nm sobre um substrato orientado de GGG (111) com dimensões laterais de $3 \times 1,5 \text{ mm}^2$. Para o crescimento dos filmes utilizamos uma pressão de base 4×10^{-7} Torr e uma pressão de trabalho de 3×10^{-3} Torr com fluxo de argônio de 550 sccm (*standard cubic centimeters per minute*) e uma potência de 50 W, resultando em uma taxa de deposição previamente calibrada de 2,52 nm/min. Após a deposição dos filmes de YIG, realizamos um processo de tratamento térmico (*annealing*) com uma temperatura de cristalização de 800 °C durante 4 hrs em atmosfera de O₂ com uma taxa de aquecimento de 10 °C/min. Para isto, utilizamos um forno tubular modelo CPU-3P-LCD Mult-Rampas que permite o controle adequado do processo térmico. A utilização da atmosfera de O₂ tem como finalidade reduzir a temperatura de cristalização e preservar a estequiometria do material [24,26]. A fim de otimizar as propriedades do YIG, utilizamos uma taxa de resfriamento de 1 °C/min, esta etapa no processo de tratamento térmico tem como objetivo aliviar tensões internas residuais introduzidas durante o processo de *annealing* e permitir o rearranjo eficiente dos átomos na estrutura cristalina adequada evitando aprisionamento em poços de potenciais locais [70,71].

A figura 14 (a) ilustra as etapas do processo de tratamento, onde as figuras inseridas na figura 14 mostram a mudança de coloração da amostra pós tratamento.

Posteriormente ao processo de cristalização do YIG, depositamos sobre sua superfície uma camada de 6 nm e outra de 3 nm de platina com uma taxa de deposição de 9,57 nm/min, pressão de base 3×10^{-7} Torr, pressão de trabalho de 3×10^{-3} Torr com fluxo de argônio de 550 sccm e uma corrente de 50 mA. É conhecido que a prata possui propriedades fracas de coalescência sobre superfícies, ou seja, exibe um modo de crescimento peculiar denominado de modo Volmer-Weber caracterizado pelo crescimento de nano-ilhas 3D que crescem até coalescerem e formar um filme contínuo [72-75]. Fazendo proveito desta característica, depositamos nanopartículas de prata com espessura nominal de 9 nm sobre a camada de Pt que funcionam como impurezas, melhorando os mecanismos de espalhamento extrínsecos [19,20]. Para deposição utilizamos uma pressão de base 3×10^{-7} Torr, pressão de trabalho de 3×10^{-3} Torr com fluxo de argônio de 550 sccm e uma corrente de 50 mA, resultando em uma taxa de deposição de 28,8 nm/min. A figura 14 (b) mostra a formação das nanopartículas de prata depositadas sobre uma camada de 3 nm de Pt depositada sobre substrato de $\text{SiO}_x(300 \text{ nm})/\text{Si}(100)$. A figura foi obtida através da técnica de microscopia eletrônica de varredura (MEV) pertencente ao departamento de física da UFPE. Por fim, depositamos novamente uma camada de 3 nm de platina formando uma multicamada YIG/Pt(3nm)/Ag(9nm)/Pt(3nm) denominada de YIG/[Pt-Ag].

O segundo conjunto de amostras foi utilizado para investigar a evidência de *exchange bias* em bicamadas YIG/IrMn. Para isso, foram crescidas amostras de YIG com espessuras de 30, 50, 80 e 100 nm sobre substrato orientado de GGG (111) com dimensões laterais de $3 \times 1,5 \text{ mm}^2$. Para a deposição e tratamento térmico utilizamos os mesmos parâmetros do conjunto anterior. Após a etapa de cristalização do YIG, depositamos sobre sua superfície uma camada de 74 nm de IrMn com uma taxa de 7,4 nm/min, pressão de base 3×10^{-7} Torr, pressão de trabalho de 3×10^{-3} Torr com fluxo de argônio de 550 sccm e uma corrente de 50 mA. A fim de induzir *exchange bias* em nossas bicamadas, simultaneamente à deposição da camada antiferromagnética foi aplicado um campo de 340 Oe paralelo ao eixo maior da amostra.

Figura 14 – (a) Ilustração das etapas do tratamento térmico empregado nas amostras. A figura inserida no gráfico mostra as amostras pré e pós tratamento térmico. (b) Imagem das nanopartículas de Ag depositadas sobre uma camada de Pt, obtida por meio da técnica de técnica de microscopia eletrônica de varredura (MeV) pertencente ao departamento de física da UFPE.



Fonte: Autor.

3.2 CARACTERIZAÇÃO ESTRUTURAL

A difração de raios-X (DRX) é uma técnica bastante eficaz para determinação de fases amorfas e cristalinas dos materiais. A técnica é baseada em fenômenos ondulatórios atrelados ao espalhamento de raios-X, permitindo o estudo das propriedades estruturais dos materiais. Além disso, é possível obter parâmetros importantes para a caracterização dos materiais, tais como: fases cristalinas, distância entre planos atômicos e parâmetro de rede.

Raios-X são radiações eletromagnéticas altamente energéticas com curtos comprimentos de onda, da ordem do espaçamento entre os planos atômicos ($\lambda \sim d$) [76,77]. Quando feixes de raios-X incidem sobre uma estrutura cristalina, eles podem ser espalhados elasticamente pela nuvem eletrônica do cristal [78]. Os feixes espalhados podem interagir entre si sofrendo interferências construtivas e destrutivas. A formação dos feixes difratados ocorre quando a lei de Bragg é satisfeita [41].

A figura 15 mostra os raios incidentes e refletidos para os planos atômicos separados por uma distância d . Para atingir a condição de interferência construtiva a diferença de caminho óptico entre os feixes incidentes e refletidos (\overline{AB} e \overline{CB}) deve obedecer a seguinte relação

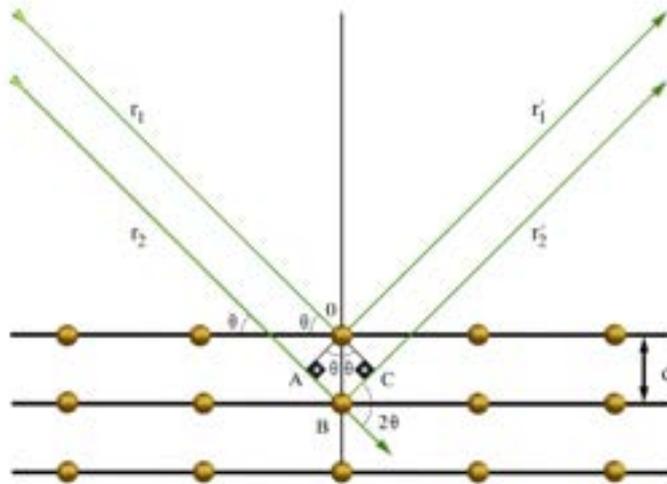
$$n\lambda = \overline{AB} - (\overline{CB}), \quad (3.1)$$

onde $n = 1, 2, 3..$ é um número inteiro. Segundo a figura 15, $\overline{AB} = \overline{BC} = d \sin \theta$, onde θ é o ângulo de incidência e λ é o comprimento de onda dos raios-X. A condição necessária para

que haja interferência construtiva é conhecida como lei de Bragg, expressa através da seguinte equação

$$n\lambda = 2d\sin\theta. \quad (3.2)$$

Figura 15 – Ilustração da incidência dos feixes de raios-X sobre planos atômicos espaçados por uma distância d .



Fonte: Figura retirada de [79].

A figura 16 (a) mostra uma esquematização do difratômetro de raios-X na configuração Bragg-Bretano, em que o detector está conectado ao eixo de rotação da plataforma onde a amostra é colocada. Para realização da caracterização estrutural das amostras foi utilizado um equipamento Rigaku, modelo SmartLab, pertencente ao Departamento de física da Universidade Federal de Pernambuco (UFPE) com radiação Cu-K_α e comprimento de onda $\lambda = 1,5418 \text{ \AA}$, como indicado na figura 16 (b).

Figura 16 – (a) Representação esquemática de um difratômetro de raios-X, na geometria Bragg-Betano ($\theta - 2\theta$). (b) Equipamento Rigaku SmartLab utilizado para realização da caracterização estrutural das amostras.



Fonte: Figura retira de [79].

Além de fornecer uma análise efetiva sobre as propriedades cristalina dos materiais, a técnica de DRX também é utilizada para fornecer informações quanto a rugosidade e espessura de filmes finos depositados. Para isso, é utilizada a técnica de reflectometria de raios-X que baseia-se no fenômeno de reflexão total ou parcial da radiação incidente, onde ângulos rasantes ($\leq 10^\circ$) são utilizados. Quando um feixe incide sobre um filme fino com um ângulo de incidência θ igual ao ângulo crítico θ_c há o fenômeno de reflexão de raios-X, permitindo análise da espessura do material depositado.

A figura 17 apresenta os picos de interferência (franjas de Kiessing) para um filme de prata (Ag) com espessura de 24 nm. Podemos relacionar os picos com vetor espalhamento por meio da equação de Laue para interferência construtiva dos feixes refletidos [41], resultando em

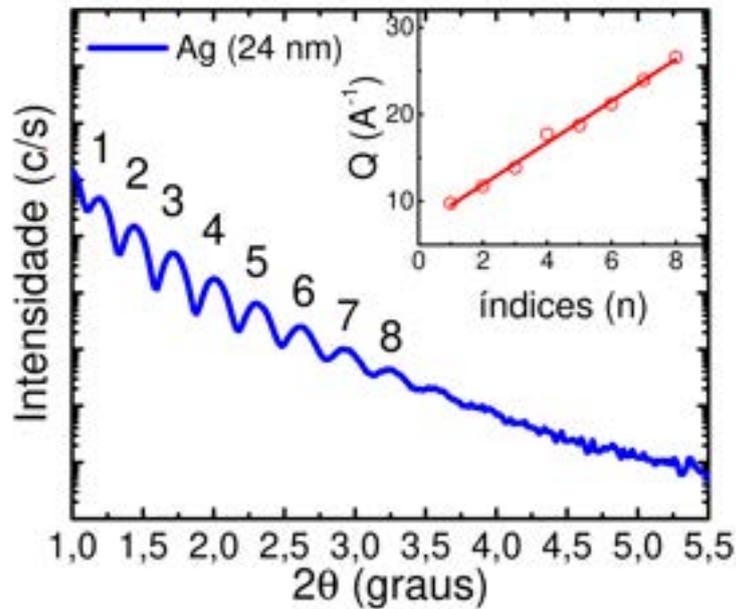
$$Q = \frac{4\pi \text{sen}\theta}{\lambda}, \quad (3.3)$$

substituindo a equação 3.2 na expressão 3.3 obtemos:

$$Q = \frac{2\pi n}{d}, \quad (3.4)$$

onde n é um número inteiro que corresponde ao índice de cada pico de interferência, conforme ilustrado na figura 17. A espessura do material corresponde o coeficiente angular da equação 3.4, retirado através de um ajuste linear do gráfico $Q \times n$, conforme mostrado no gráfico inserido na figura 17.

Figura 17 – Medida de reflexão de raios-X para um filme de prata (Ag) depositado sobre substrato de Si (100), onde é possível identificar franjas de Kiessing e o índice relativo a cada franja. O gráfico inserido mostra o vetor espalhamento em função de cada índice. A partir do ajuste da equação 3.4 obtemos uma espessura de 24 nm.



Fonte: Autor.

3.3 CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA

3.3.1 VSM

Um dos sistemas amplamente utilizados para investigação das propriedades magnéticas quase-estática em materiais ferromagnéticos é o magnetômetro de amostra vibrante (VSM), devido sua facilidade de uso e sensibilidade. Desenvolvido pioneiramente por S. Foner em 1955 [80], o princípio de funcionamento do VSM baseia-se na lei de Faraday-Lenz, ou seja, o fluxo magnético criado pela vibração de um material magnético induz uma força eletromotriz em um sistema de bobinas [81].

A figura 18 (a) mostra o diagrama de blocos do VSM. Neste sistema a amostra é colocada na extremidade de uma haste conectada a um atuador eletromecânico e centralizada entre as bobinas responsáveis por gerar o campo magnético quase estático. Para detecção da magnetização do material foram utilizadas bobinas sensoras na configuração proposta por Mallison [82], representada na figura 18 (a). Como a amostra é submetida a um movimento oscilatório, há alteração do fluxo magnético e, conseqüentemente, induz uma voltagem alternada

proporcional à magnetização do material. Através da Lei de Faraday é possível relacionar a magnetização da amostra com a força eletromotriz induzida devido ao movimento oscilatório do material. De acordo com a variação do fluxo

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (3.5)$$

onde ε é a fem induzida, Φ é o fluxo magnético. O princípio da reciprocidade nos informa que o Φ mútuo entre as duas bobinas independe de qual bobina carrega uma corrente I [82]. Se uma das bobinas for substituída por um material com momento magnético $\vec{\mu}$, logo, o fluxo será

$$\Phi = \vec{\mu} \cdot \vec{B}. \quad (3.6)$$

Substituindo a equação 3.5 na equação 3.6, considerando um conjunto de bobinas com área transversal A e N espiras e utilizando a relação $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}$. Logo, a fem induzida é

$$\varepsilon = -4\pi N A M_0 \cos \omega t, \quad (3.7)$$

onde M_0 é o módulo da magnetização e ω a frequência de oscilação da amostra.

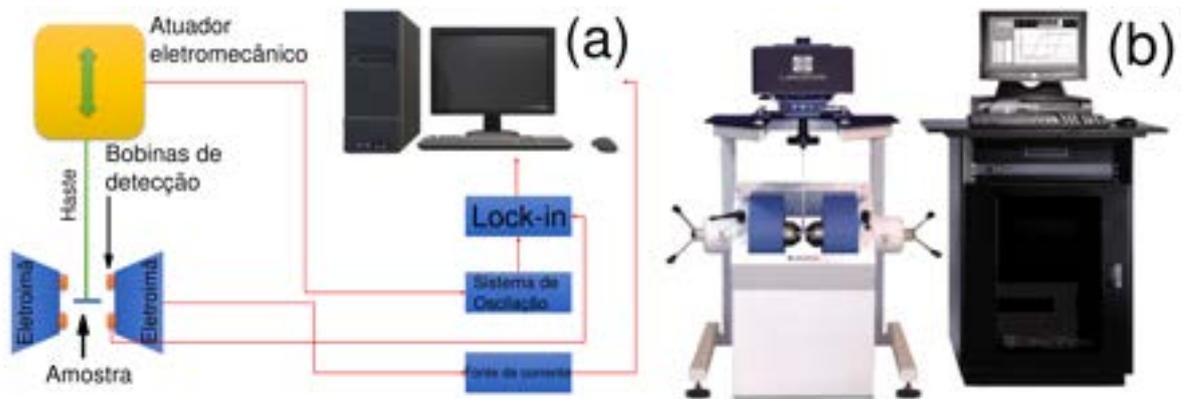
Para realização das caracterizações magnéticas quase estática foi utilizado um VSM da Lake Shore modelo 7407 com sensibilidade de 10^{-7} emu, pertencente ao Grupo de Nanoestruturas Magnéticas e Semicondutoras (GNMS) da UFRN, conforme mostrado na figura 18 (b). Antes das medições é necessário um procedimento de calibração do equipamento com uma amostra padrão de Níquel com um momento magnético de 6,92 emu para um campo magnético externo de 5 kOe.

As medidas foram realizadas em um intervalo de campo de ± 1 kOe e, a fim de realizar uma análise da dependência angular das propriedades magnéticas das amostras estudadas o campo magnético foi aplicado em duas diferentes orientações $\phi_H = 0^\circ$ e 90° , desse modo apenas esses dois ângulos é suficiente para mostrar o caráter isotrópico das amostras.

3.3.2 SQUID

Para investigar as propriedades magnéticas em baixas temperaturas, as medidas de magnetização foram realizadas utilizando um magnetômetro baseado no dispositivo supercondutor de interferência quântica SQUID-VSM (Quantum design modelo MPMS-3) com alta precisão pertencente ao instituto de física Gleb Wataghin, conforme mostrado na figura 19. A amostra é montada em uma haste de quartzo e colocada entre as bobinas de detecção. Para evitar

Figura 18 – (a) Esquemática do diagrama de blocos para o VSM. (b) VSM Lake Shore modelo 7407 pertencente ao grupo GNMS da UFRN, utilizado para realizar medidas de magnetização exposta nesta dissertação.



Fonte: Autor.

contribuições devido ao campo residual, os eletroímãs foram desmagnetizados antes de cada medida. Para isto, uma amostra paramagnética padrão de Pd foi utilizada como material de referência para calibração (campo residual ~ 1 Oe).

O campo magnético H foi aplicado no plano da amostra ao longo da direção do campo usado para magnetizar o filme de qYIG durante a deposição da camada de IrMn. A variação do campo ocorreu entre ± 30 Oe. O procedimento de varredura iniciou com $+30$ Oe até chegar -30 Oe e retorna novamente à 30 Oe com incremento de 1 Oe, mantendo a temperatura fixa. Em todas as medidas a contribuição paramagnética do substrato foi removida através de uma função linear dos dados experimentais.

Figura 19 – Equipamento utilizado para medidas de magnetização em baixas temperaturas.



Fonte: Autor.

3.3.3 FMR

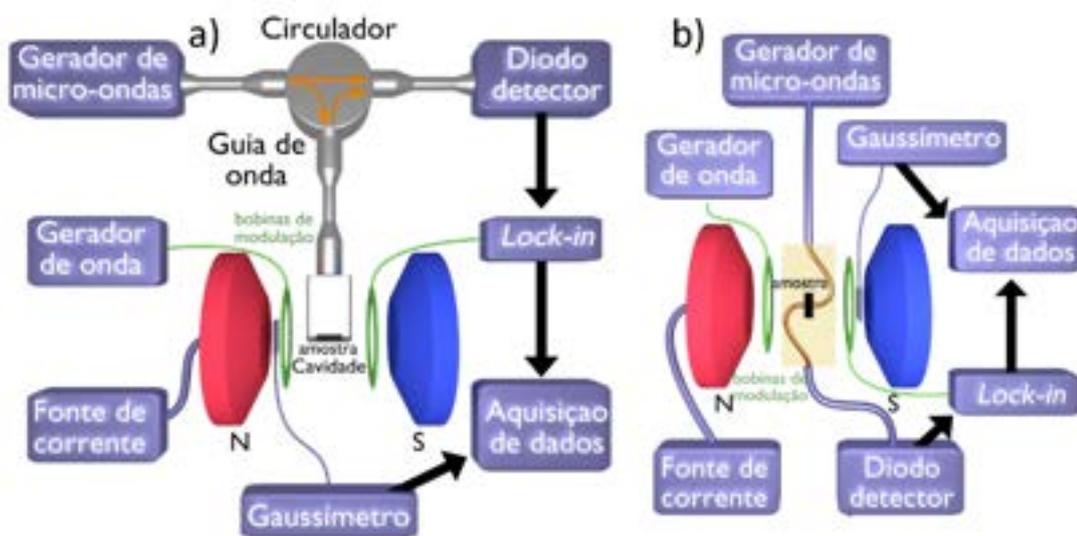
Uma das técnicas experimentais bastante utilizadas para investigação da dinâmica da magnetização é a ressonância ferromagnética, que permite extrair parâmetros importantes para caracterização magnética do material, tais como: magnetização de saturação efetiva, campos de anisotropia e mecanismos de relaxação magnética. Um experimento típico de ressonância ferromagnética consiste em submeter a amostra simultaneamente a um campo magnético estático e um campo magnético alternado, perpendiculares entre si, de modo a forçar a magnetização do material a realizar movimentos oscilatórios e conseqüentemente observar a absorção da radiação eletromagnética na condição de ressonância que satisfaz as equações 2.30 e 2.31. Experimentalmente esse processo é realizado incidindo uma radiação *rf* na amostra na faixa de GHz. Existem duas maneiras de se realizar uma medida de FMR, a primeira consiste em fixar o campo magnético estático e variar a frequência de modo a observar sua absorção, enquanto a segunda ocorre quando fixamos a frequência e variamos o campo magnético estático. Nesta dissertação foi utilizado o primeiro modo para extrair o máximo de parâmetros possíveis das amostras produzidas.

As montagens experimentais utilizadas para medições de FMR são ilustradas nas figuras 20 (a) e (b). A figura 20 (a) mostra o espectrômetro montado pelo grupo de magnetismo e materiais magnéticos do Departamento de física da UFPE (NUMAG). A amostra é colocada e posicionada no centro de uma cavidade retangular de micro-ondas operando no modo TE_{102} de modo a maximizar o valor do campo magnético de *rf* e minimizar o campo elétrico de *rf*. Para transmitir o sinal de *rf* um gerador de microondas HP 8350 B que opera na banda X (5,7 - 12 GHz) foi utilizado, logo, a radiação de microondas passa pelo circulador até a cavidade ressonante. O sinal refletido pela cavidade retorna através do guia de onda até o diodo detector, após este processo, o sinal é amplificado e retificado pelo amplificador *lock-in*, modelo Ametek 7265. Para otimizar o sinal de absorção o campo magnético externo foi modulado com ajuda de um par de bobinas na configuração de Helmholtz que são alimentadas por uma corrente alternada de baixa frequência (aproximadamente 1,0 kHz), assim a medição capturada pelo *lock-in* corresponde à derivada do sinal absorvido. O sinal de referência aplicado ao *lock-in* é enviado por um gerador de onda do osciloscópio modelo Agent Technologies DSO-X 2022A. Para leitura dos valores do campo magnético estático foi utilizado um gaussímetro FW Bell 9640.

A figura 20 (b) mostra o diagrama de blocos para montagem experimental utilizando uma

linha de fita (*stripline*). Esta segunda montagem foi utilizada para investigação das medidas de FMR em função da frequência de ressonância, para isto utilizamos um gerador de microondas ANSITSU MG3892B que opera na faixa de 1,5 - 20 GHz e transmite o sinal de *rf* através de cabos SMA até a entrada da *stripline* de cobre com largura de 0,5 mm e impedância característica de $Z_0 = 50 \Omega$, feita sobre uma placa duroid aterrada. A detecção da potência absorvida é realizada através de um diodo detector, posteriormente, o sinal é amplificado e retificado por um *lock-in* modelo SR830 DSP. Para aplicação do campo magnético externo foi utilizada uma fonte de corrente modelo Kepco BOP 502M e para leitura dos valores utilizamos um gaussímetro Lake Shore DSP 475. O campo magnético estático foi modulado com auxílio de duas bobinas na configuração de Helmholtz que são alimentadas por um sinal AC e uma frequência de 6,9 kHz produzindo um campo magnético alternado de amplitude igual à 0,2 Oe; este procedimento é utilizado para diminuir eventuais ruídos no sinal detectado.

Figura 20 – Representação das montagens experimentais para técnica de ressonância ferromagnética. (a) Esquematização do diagrama de blocos para cavidade ressonante operando na banda X. (b) Ilustração da montagem experimental para medidas de FMR realizadas em uma *stripline*.



Fonte: Figura retirada de [69].

Conforme discutido no capítulo 2 a energia da radiação eletromagnética é absorvida quando a amostra atinge a condição de ressonância. Dessa forma, os campos magnéticos aplicados conjuntamente com a magnetização produzem uma energia magnética associada. A energia total relacionada ao campo efetivo aplicado ao longo da amostra é dada por

$$E_t = -\vec{M} \cdot [\vec{H}_{eff} + \vec{h}(t)]. \quad (3.8)$$

A partir da equação 3.8 podemos calcular a potência média absorvida pela amostra, assim

temos

$$\langle P \rangle = \left\langle \frac{dE_t}{dt} \right\rangle = - \left\langle \frac{d}{dt} [\vec{M} \cdot (\vec{H}_{eff} + \vec{h}(t))] \right\rangle, \quad (3.9)$$

utilizando e substituindo as equações 2.5 e 2.21 dentro da equação 3.9, obteremos:

$$\langle P \rangle = - \left\langle \frac{d\vec{M}}{dt} \cdot (\vec{H}_{eff} + \vec{h}(t)) + \vec{M} \cdot \frac{d(\vec{H}_{eff} + \vec{h}(t))}{dt} \right\rangle, \quad (3.10)$$

$$\langle P \rangle = - \left\langle i\omega \vec{m}(t) \cdot (\vec{H}_{eff} + \vec{h}(t)) + i\omega \vec{M} \cdot \vec{h}(t) \right\rangle, \quad (3.11)$$

$$\langle P \rangle = -Re \left[i\omega \vec{h}(t) \cdot \overleftrightarrow{\chi} \cdot \vec{h}(t) \right]. \quad (3.12)$$

Os sinais de absorção de microondas em materiais nanoestruturados são sempre menores do que amostras *Bulk*. Um método para contornar este problema é utilizar a modulação do campo magnético DC e detectar a potência média absorvida através de um amplificador *lock-in*. Isto permite que o sinal de absorção modulado seja detectado com mais sensibilidade. Com a modulação, a tensão medida no detector é proporcional à potência absorvida no material. Assim, é possível determinar a tensão no detector através de uma expansão em série de Taylor da voltagem $V(H) \propto h_m \frac{d\langle P(H) \rangle}{dH} \Big|_{H_0}$, resultando na seguinte expressão

$$V(H_t) = h_m \omega h_{xx}^2 M_s \left[\frac{(H_0 - H_r) \Delta H}{\Delta H^2 + (H_0 - H_r)^2} \right], \quad (3.13)$$

onde h_m é a amplitude do campo magnético alternado. Portanto, a equação 3.13 refere-se a curva obtida experimentalmente em uma medida de FMR. A partir dela, podemos obter parâmetros importantes para caracterização magnética do material, conforme discutido anteriormente no capítulo 2.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

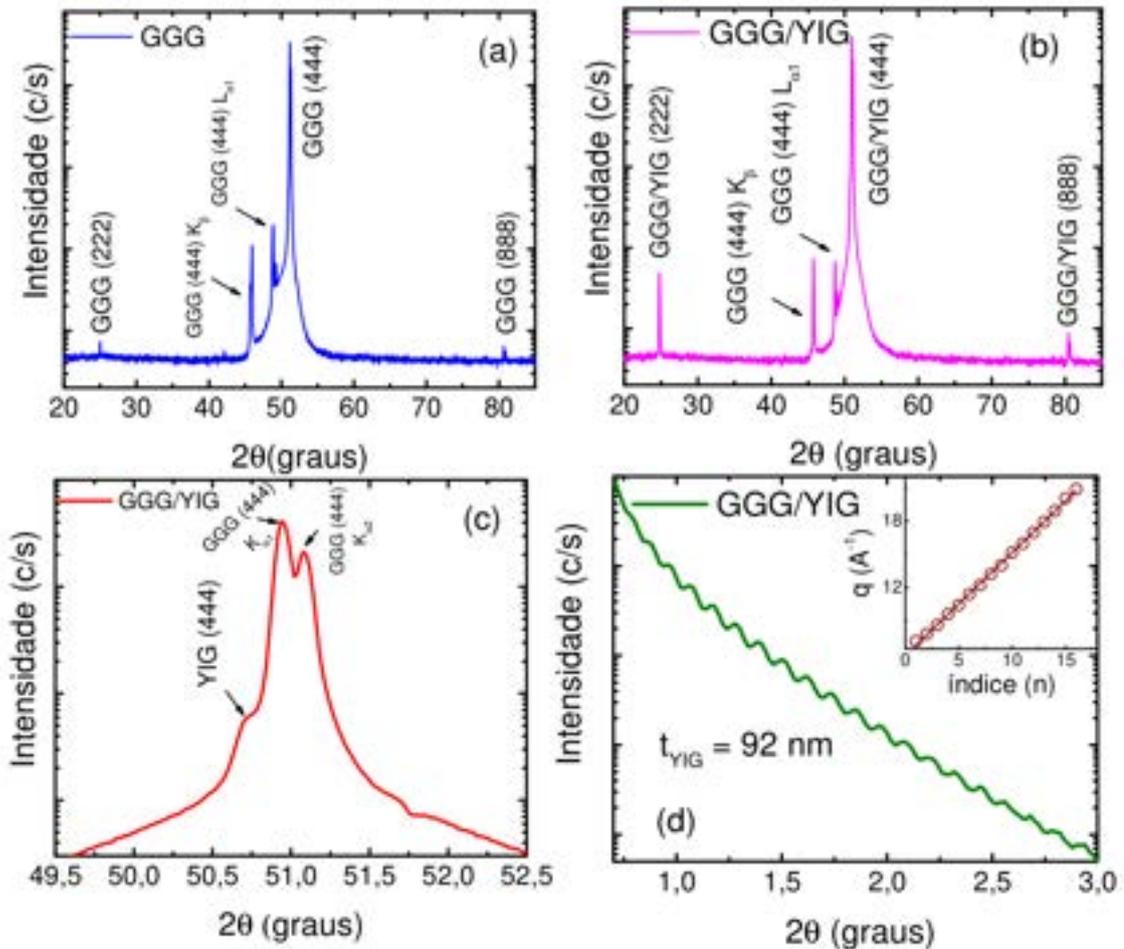
4.1 INTERCONVERSÃO EFICIENTE ENTRE CORRENTES DE CARGA E DE SPIN EM BICAMADAS YIG/PT E YIG/[PT-AG].

A respeito das propriedades estruturais, as figuras 21 (a) e (b) mostram os padrões de difração para o GGG e GGG/YIG, respectivamente. Os resultados obtidos revelam um comportamento monocristalino epitaxial ao longo da direção de crescimento [111] evidenciado conjuntamente pela presença do diversos picos da família de planos (111), nenhuma evidência de policristalinidade e ausência de outras fases distintas [23,24]. Referente à figura 21 (a), os picos à esquerda do plano (444) correspondem as radiações secundárias do substrato, K_{β} e L_{α_1} , devido à ausência de filtros ou monocromadores durante as medidas [83]. A figura 21 (b) mostra um aumento da intensidade ao longo das orientações (222) e (666) após a deposição da camada de YIG, indicando o crescimento epitaxial dos nossos filmes. A figura 21 (c) mostra a vista mais detalhada do pico GGG/YIG (444), onde nota-se a presença do pico YIG (444) adjacente aos picos do GGG referentes as radiações K_{α_1} e K_{α_2} . Esta proximidade deve-se a boa concordância entre os parâmetros de rede da amostra e do substrato [27,84,85]. A constante de rede obtida para o YIG é de $a = 12,437 \text{ \AA}$, indicando que o parâmetro de rede do YIG foi expandido durante ao tratamento térmico devido ao estresse submetido e um pequeno desequilíbrio estequiométrico, tal como uma deficiência de oxigênio no filme [27]. Por fim, o deslocamento de rede (*mismatch*) foi obtido através da equação 4.1, cujo valor obtido foi de 0,044% indicando um pequeno estresse induzido no material. A figura 21 (c) mostra a refletividade de raios-X medida em baixos ângulos para camada de YIG, em que a presença das franjas de Kiessing confirma uma boa qualidade e uma uniformidade dos nosso filmes, com uma espessura real de 92 nm. O gráfico inserido na figura 21 (c) mostra a variação do vetor espalhamento com os índices das franjas, a partir do ajuste linear do gráfico obtemos a espessura real da amostra como mostrado 21 (c).

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{a_{filme} - a_{substrato}}{a_{filme}} \times 100\%. \quad (4.1)$$

Analisando as propriedades magnéticas, a figura 22 (a) mostra as curvas de magnetização normalizadas no plano nas orientações 0° e 90° , onde a contribuição paramagnética do substrato foi removida através de uma função linear dos dados obtidos. Estes resultados mos-

Figura 21 – (a) - (b) Padrões de DRX para o substrato orientado de GGG (111) e para a amostra GGG/YIG, em que é evidenciado um crescimento epitaxial do YIG longo da orientação (111). (c) Vista detalha do pico GGG/YIG (444), onde é mostrado a assinatura da orientação (444) em $2\theta = 50.7^\circ$. (d) Refletividade de raios-X medida em baixos ângulos para camada de YIG, as franjas de Kiessing demonstram uma boa qualidade dos filmes com espessura de 92 nm. O gráfico inserido na figura mostra o vetor de espalhamento para cada índice de cada franja.

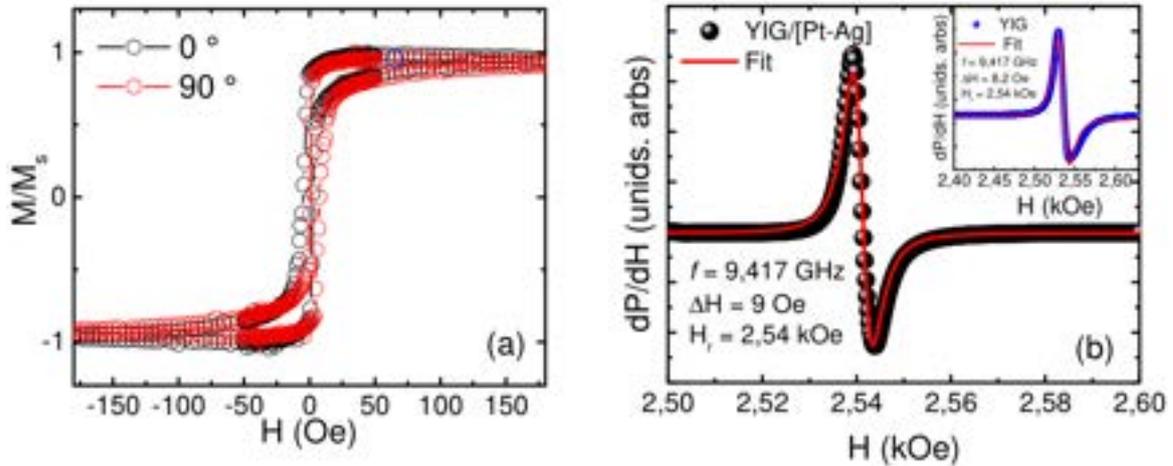


Fonte: Autor.

tram que o processo de cristalização do YIG durante o tratamento térmico foi bem eficiente e indica um comportamento isotrópico no plano e a ausência de um eixo fácil, conforme o esperado. Além disso, o campo coercitivo obtido, para ambas curvas, foi de 3,7 Oe mostrando uma natureza magneticamente macia e uma fraca anisotropia no plano [21]. O baixo valor de coercividade corresponde à baixa inomogeneidade magnética, corroborado posteriormente pelas medidas de FMR [25].

Explorando a dinâmica da magnetização, a figura 22 (b) mostra a absorção de FMR para amostra de YIG/[Pt-Ag] em uma frequência de ressonância de 9,4 GHz e uma potência de rf de 20 mW, esta potência é baixa o suficiente para evitar excitações não lineares de ondas de spin [86]. Através do ajuste numérico da equação 2.31 obtivemos um campo de ressonância de 2,54 kOe e uma largura de linha de 9 Oe. O gráfico inserido na figura 22 (b) mostra o

Figura 22 – (a) Curvas de magnetização no plano para a amostra de YIG em 0° e 90° , onde a contribuição paramagnética foi retirada por meio de uma função linear, um comportamento isotrópico é mostrado com uma baixa coercividade. (b) Absorção de FMR para amostra de YIG/[Pt-Ag] em uma frequência de ressonância de 9,4 GHz e uma potência de excitação de 20 mW. O gráfico inserido na figura mostra a curva de FMR para uma camada simples de YIG na mesma frequência de ressonância.

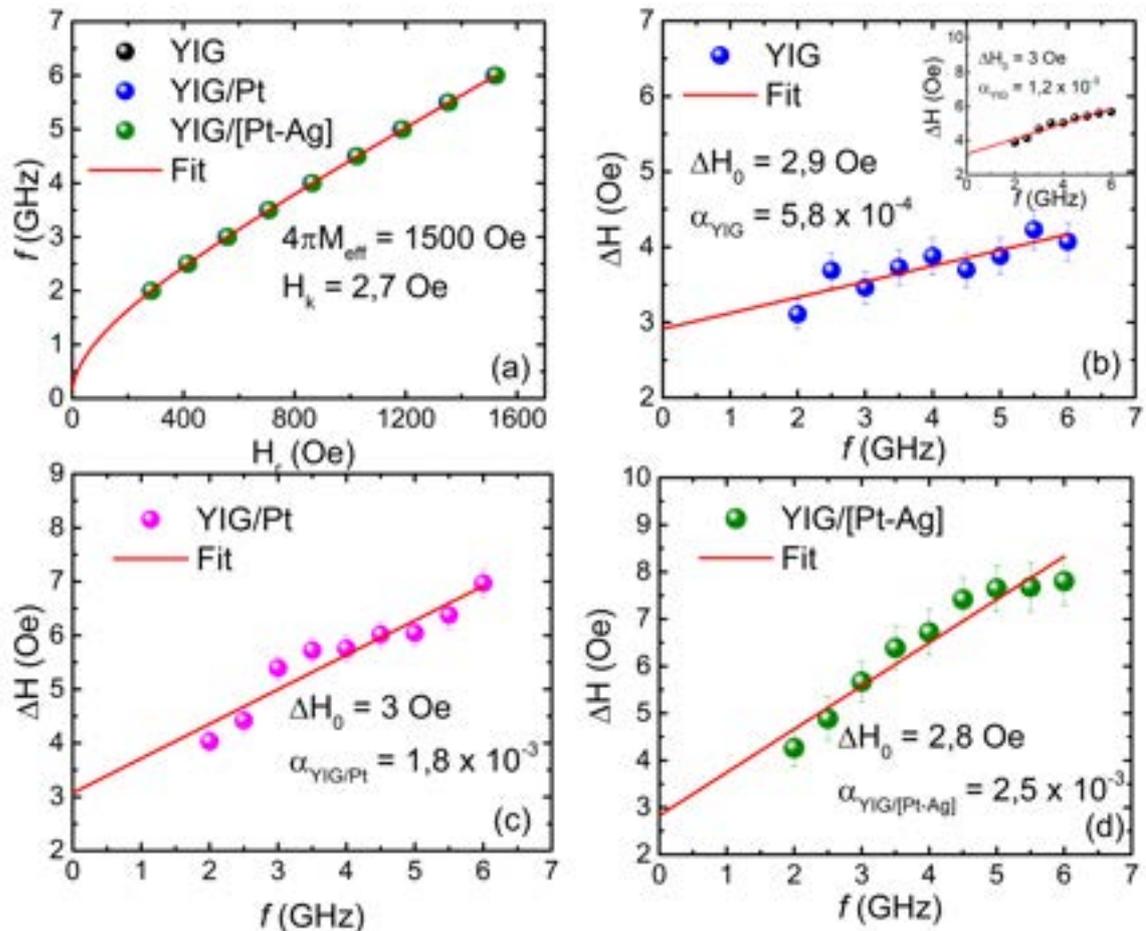


Fonte: Autor.

FMR para amostra de YIG sobre a mesma frequência de ressonância com uma largura de linha de 8,2 Oe. O aumento da largura de linha com a deposição das camadas de [Pt-Ag] é uma evidência clara do fenômeno de *spin pumping* [39]. A figura 23 (a) mostra o deslocamento do H_r em função da frequência de excitação para as amostras de YIG, YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag]. É importante ressaltar que não há alterações significativas no campo de ressonância com a deposição das camadas de Pt e [Pt-Ag]. A partir do ajuste numérico da equação 2.40 obtemos um $H_k = 2,7$ Oe indicando uma fraca anisotropia no plano, conforme visto nas curvas de magnetização. A magnetização de saturação obtida teve valor de 1,5 kOe, este valor é 14% menor que o valor de *Bulk* (1,75 kOe) e confirma uma baixa magnetização de saturação. A diminuição no valor de $4\pi M_{eff}$ pode está relacionado à deficiência de O_2 ou Fe no material [27,87], resultado de um pequeno desequilíbrio estequiométrico na rede cristalina [27].

Os mecanismos de relaxação são de extrema importância para evolução tecnológica. Motivados por isto, investigamos a influência do crescimento das camadas de Pt e [Pt-Ag] na relaxação magnética. As figuras 23 (b)-(d) mostram o comportamento da largura de linha em função da frequência para os filmes de YIG, YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag]. A partir do ajuste numérico da equação 2.31 retiramos parâmetros importantes para caracterização da amostra, tais como: contribuição inhomogênea da largura de linha e o *damping*. O valor de ΔH_0 para as amostras de YIG, YIG/Pt(6 nm) e YIG/[Pt-Ag] são aproximadamente de 3 Oe, correspondente a uma baixa inhomogeneidade magnética. A respeito do fator de amortecimento

Figura 23 – (a) Comportamento do campo de ressonância em função da frequência para as amostras de YIG, YIG/Pt, YIG/[Pt-Ag], mostrando que a deposição da camada NM não altera significativamente as propriedades magnéticas do material. (b-d) Largura de linha em função da frequência de ressonância para as amostras YIG, YIG/Pt, YIG/[Pt-Ag], o crescimento da camada NM promove o aumento do amortecimento magnético resultando em uma relaxação adicional da magnetização.



Fonte: Autor.

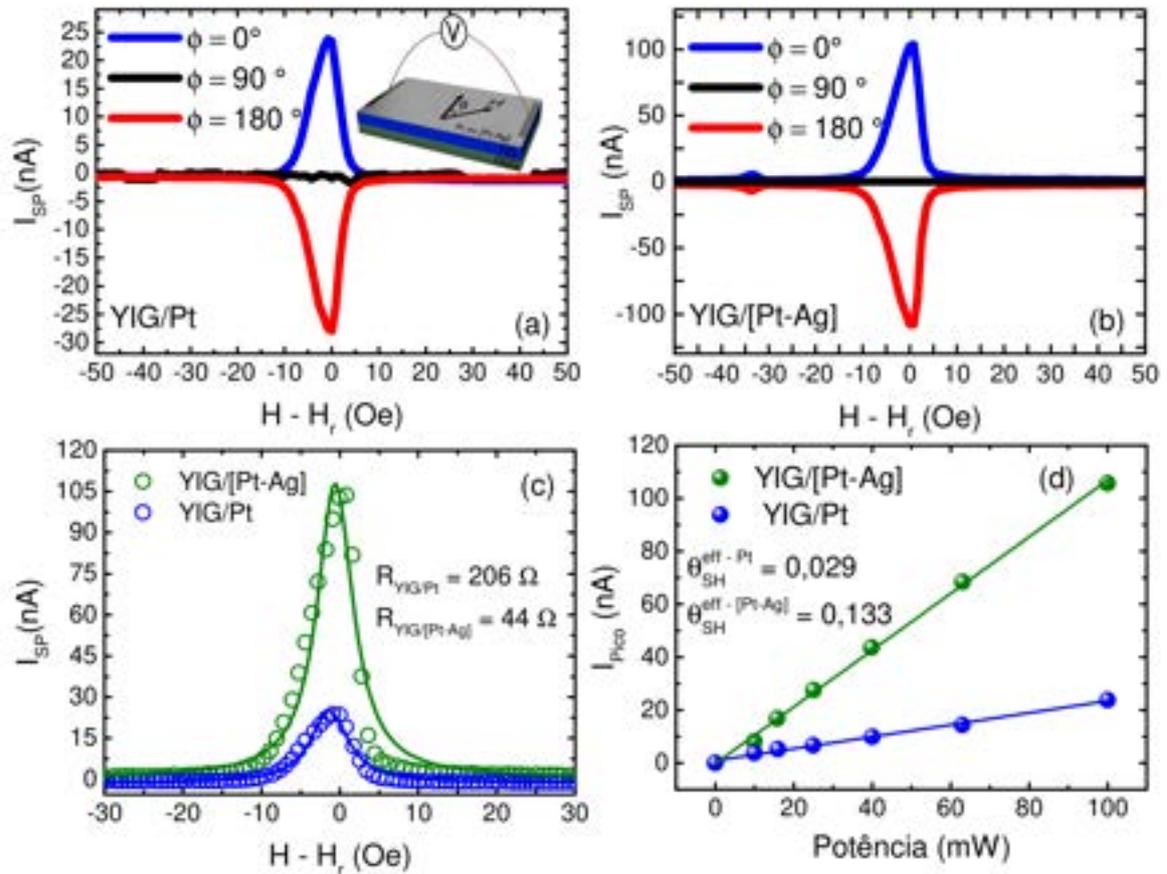
para as amostras de YIG, YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag], os valores obtidos são: $5,8 \pm 0,02 \times 10^{-4}$, $1,8 \pm 0,01 \times 10^{-3}$ e $2,5 \pm 0,04 \times 10^{-3}$, respectivamente. O gráfico inserido na figura 23 (b) mostra a largura de linha em função da frequência de ressonância para amostra de YIG onde crescemos as camadas de [Pt-Ag], cujo valor do amortecimento obtido foi de $1,2 \times 10^{-3}$. Com o crescimento das camadas não magnéticas há um aumento de aproximadamente $1,3 \times 10^{-3}$ no fator de amortecimento de todas as amostras. Este resultado decorre da relaxação adicional da magnetização devido ao processo de *spin pumping* injetando uma corrente de spin nas camadas NM, conforme abordado no capítulo 2. Para caracterizar a interface das nossas amostras quanto a transmissão de corrente de spin, obtivemos a condutância mista de spin efetiva nas interfaces YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag], cujo o valor obtido foi de $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = 2,7 \times 10^{18} m^{-2}$, para ambas amostras. Este valor está de acordo com os valores relatados em outros trabalhos

[88] e caracteriza uma boa interface, característica essencial para injeção de spin [89]. Por fim, a condutância mista de spin efetiva, obtida através da equação 2.150, revela o mesmo valor para as amostras de YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag], indicando que a presença das nanopartículas de Ag não altera a interface YIG/Pt.

Conforme mostrado no capítulo 2, quando submetido à condição de ressonância um material ferromagnético injeta uma corrente de spin na camada NM adjacente [9]. Dessa forma, a fim de investigar a injeção de spin e os efeitos das nanopartículas de Ag no ângulo Hall de spin, realizamos medidas de *spin pumping* com uma frequência fixa de 9,4 GHz. A figura 23 (a) mostra o comportamento da corrente I_{SP} ($I_{SP} = V_{SP}/R$, onde R é a resistência elétrica entre os dois contatos) em função da diferença $(H - H_r)$, em uma potência fixa de 100 mW para a amostra de YIG/Pt, a centralização do sinal em torno da origem indica que o bombeamento de spin e, conseqüentemente, a conversão devido ao ISHE ocorrem durante a ressonância do YIG [10,11]. A dependência angular da corrente para três valores distintos de $\phi = 0^\circ, 90^\circ$ e 180° mostra um sinal típico de *spin pumping*, o qual obedece a equação 2.154, em que o máximo ocorre em $\phi = 0^\circ$ com uma amplitude máxima de 25 nA, o mínimo em $\phi = 180^\circ$ e um valor nulo em $\phi = 90^\circ$, onde ϕ é definido conforme mostrado na figura inserida no gráfico 24 (a). A figura 24 (b) mostra o comportamento da corrente de *spin pumping* em função de $(H - H_r)$ em uma potência fixa de 100 mW para a amostra de YIG/[Pt-Ag], em $\phi = 0^\circ$ a amplitude máxima obtida é de 105 nA ocorrendo um aumento de sinal 4 vezes maior comparado aos valores para as bicamadas de YIG/Pt, conforme exposto em outros trabalhos [19,20]. O aumento do sinal é melhor visto na figura 24 (c), onde mostra o comportamento da corrente em função de $(H - H_r)$ em uma potência fixa de 100 mW para as amostras de YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag]. As resistências elétricas para os filmes de YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag] são 206Ω e 44Ω , respectivamente. Esta diminuição é consequência da presença da Ag devido sua baixa resistividade. O aumento do sinal é consequência da formação das nanopartículas que se comporta como impurezas melhorando o acoplamento spin-órbita localmente e conseqüentemente o θ_{SH} , mostrando que a presença das partículas de prata sobre a platina possuem importante função no aumento do ângulo Hall de spin efetivo. A figura 24 (d) mostra a amplitude da corrente de carga em função da potência incidente de rf , onde o caráter linear dos dados indica a ausência de excitações não lineares de ondas de spin. Para estimar o θ_{SH} realizamos um ajuste numérico a partir da equação 2.154, realizamos o ajuste com os seguintes parâmetros: $\lambda_N = 3,7 \text{ nm}$, $t_N = 6 \text{ nm}$, $p_{xz} = 0,31$, $\omega = 2\pi \times 9,4 \times 10^9 \text{ rad/s}$ e $h_{rf} = 1,77\sqrt{P_{rf}}$, os resultados obtidos estão expostos na tabela 1. Os valores encontrados indicam uma interconversão eficiente entre as

correntes de spin e carga promovida pelas nanopartículas de Ag.

Figura 24 – (a - b) Medidas de *spin pumping* em amostras de YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag] em diferentes configurações angulares, onde os sinais máximos, mínimos e nulos são encontrados em $\phi = 0^\circ$, 180° e 90° , respectivamente. Os resultados mostram que as nanopartículas de Ag possuem papel fundamental no aumento do ângulo Hall de spin. (c) Comparação do sinal elétrico ISHE nas amostras de YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag]. (d) Corrente ISHE máxima para as heteroestruturas YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag] para diferentes potências de excitação, o caráter linear dos dados indicam que a excitação é devido ao bombeamento de spin sem efeitos parasitas.



Fonte: Autor

Tabela 1 – Parâmetros extraído a partir do ajuste da equação 2.154.

Amostra	t_{Ag} (nm)	$g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ (m^{-2})	θ_{SH}
YIG/Pt	0	$2,7 \times 10^{18}$	0,029
YIG/[Pt-Ag]	9	$2,7 \times 10^{18}$	0,133

Fonte: Autor.

O amortecimento de Gilbert em nanoestruturas magnéticas possui um papel crucial na dinâmica e na resposta magnética do sistema [90]. O entendimento e o controle deste parâmetro intrínseco em sistemas ferromagnéticos são altamente desejáveis para o desenvolvimento de dispositivos magnéticos e aplicações em tecnologias emergentes da spintrônica e magnônica [91]. Materiais com alto fator de amortecimento são preteridos no armazenamento de dados

e dispositivos de memórias para suprimir a precessão da magnetização durante a escrita [92], enquanto materiais com baixo fator de amortecimento são bastantes utilizados em memórias de acesso aleatório para reduzir o tempo de escrita e em dispositivos magnônicos que utilizam ondas de spin para propagar informações [93].

Desta maneira, significantes esforços vêm sendo direcionados para controlar e ajustar o parâmetro de Gilbert utilizando a transferência de torque de spin (*spin transfer torque* (STT)), definida como a transferência de momento angular entre a corrente de spin e a magnetização do sistema [94]. Uma maneira para manipular o amortecimento magnético em materiais ferromagnético é a injeção de uma corrente de spin criada pela aplicação de uma corrente de carga em um metal com forte acoplamento spin-órbita, utilizando o efeito Hall de spin [94,95]. A conservação do momento angular quando uma corrente de spin é injetada permite a alteração do estado da magnetização da camada magnética. Assim, a relativa orientação da corrente elétrica pode aumentar ou reduzir o parâmetro de Gilbert na amostra e também modular o amortecimento das ondas de spin em materiais como YIG. Outra maneira de manipular o amortecimento magnético é a injeção de uma corrente de spin criada termicamente através do efeito Seebeck de spin [96,97], onde um gradiente de temperatura é aplicado através de uma bicamada FM/NM.

Em uma bicamada FM/NM, a corrente de spin gerada no metal não magnético é injetada dentro do FM criando um torque que atua na magnetização. Este fenômeno é conhecido torque spin-órbita (*spin-orbit torque* (SOT)) [98]. Sobre a influência do SOT, a dinâmica da magnetização pode ser descrita através da equação 2.50 com um termo adicional referente ao SOT

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) + \frac{\alpha}{M}(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}) + \vec{\tau}. \quad (4.2)$$

O termo $\vec{\tau}$ pode ser decomposto em dois termos, denominados, torque de amortecimento (*dampinglike torque*) e torque de campo (*fieldlike torque*), expressos como:

$$\vec{\tau}_{damp} = \alpha_{damp} \frac{\hbar\gamma J_s}{2e\mu_0 M t_{FM}} (\vec{M} \times (\vec{M} \times \hat{\sigma})), \quad (4.3)$$

$$\vec{\tau}_{field} = \alpha_{field} \frac{\hbar\gamma J_s}{2e\mu_0 M t_{FM}} (\vec{M} \times \hat{\sigma}), \quad (4.4)$$

onde α_{damp} , α_{field} , J_s e $\hat{\sigma}$ são parâmetros adimensionais correspondentes aos torques, a densidade de corrente de spin e a polarização de spin, respectivamente. Esta polarização é perpendicular à corrente elétrica e a corrente de spin. O torque de amortecimento é uma componente

longitudinal do SOT, no qual está no mesmo plano da magnetização do material e atua como um amortecimento à magnetização [91], enquanto o torque de campo é a componente perpendicular do SOT sendo perpendicular a magnetização e atua como um campo magnético efetivo [92]. Por fim, a dinâmica da magnetização e largura de linha sobre ação de um torque de spin podem ser calculadas por meio da seguinte equação [93]

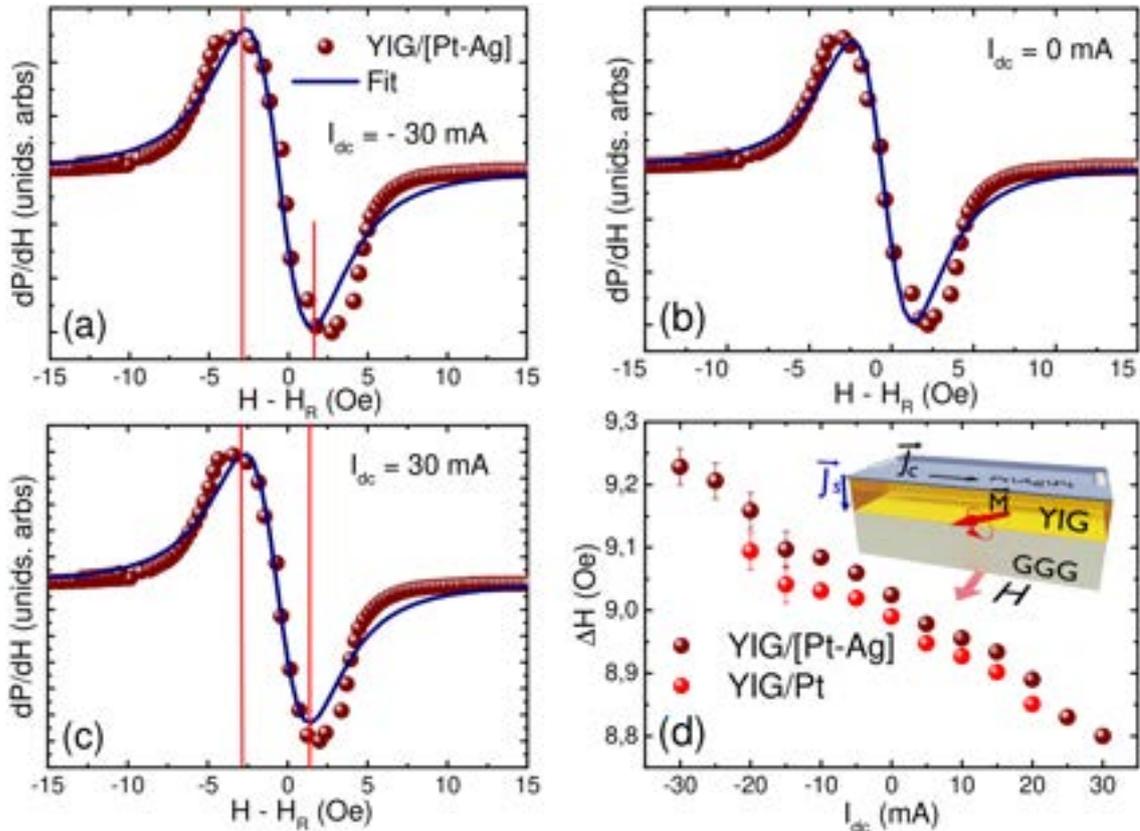
$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) + \frac{\alpha}{M}(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}) + \alpha_{SOT} \frac{\gamma J_s}{M^2 t_{FM}} (\vec{M} \times (\vec{M} \times \hat{\sigma})), \quad (4.5)$$

$$\Delta H = \frac{\alpha\omega}{\gamma} - \frac{J_s}{M t_{FM}} + \Delta H_0, \quad (4.6)$$

ou seja, a largura de linha varia linearmente com a densidade de corrente de spin e, conseqüentemente, com a densidade de corrente de carga aplicada na camada NM.

A figura 25 (a) mostra a curva de FMR para amostra YIG/[Pt-Ag], medida em 9,4 GHz, com uma corrente $I_{dc} = -30$ mA aplicada na camada NM. A partir do ajuste numérico (Fit) retiramos uma largura de linha de 9,23 Oe e um campo de ressonância de 2,54 kOe que foi subtraído dos dados experimentais a fim de mostrar com clareza a variação da largura de linha. A figura 25 (b) mostra a curva de FMR sem aplicação de corrente com uma largura de linha de 9 Oe, mostrando que a aplicação de corrente no material não magnético altera a largura de linha da amostra [93-95]. Como mostrado na figura 25 (c), a aplicação de uma corrente $I_{dc} = 30$ mA reduz a largura de linha de 9 Oe para 8,8 Oe. Comparando as figuras 25 (a) e (c) notamos que apesar de ser pequena, devido as dimensões laterais da amostra, existe uma diminuição na largura de linha com a direção da corrente aplicada, onde as barras vermelhas servem como guias para os olhos, sendo uma evidência do efeito de STT [91]. A figura 25 (d) mostra que a largura de linha varia linearmente com a corrente aplicada na faixa de -20 mA à 20 mA para amostra de YIG/Pt, enquanto para amostra de YIG/[Pt-Ag] a corrente é aplicada na faixa de -30 mA à 30 mA obedecendo a equação 4.6, onde a figura inserida no gráfico ilustra o processo de transferência de torque à magnetização durante a condição de ressonância, devido corrente de spin injetada por meio do efeito Hall de spin. Como mostrado na figura 25 (d), a variação da largura de linha com a corrente aplicada é maior na amostra de YIG/[Pt-Ag] do que em YIG/Pt e o máximo de corrente que pode ser aplicada na camada [Pt-Ag], sem a presença de efeitos de aquecimento, é maior do que na Pt devido à maior condutividade da Ag.

Figura 25 – (a), (b) e (c) Curvas de FMR da amostra YIG/[Pt-Ag] em 9,417 GHz medidas com três valores de corrente aplicada na camada [Pt-Ag]. Os símbolos correspondem aos dados experimentais, enquanto a linha sólida corresponde ao ajuste numérico. (d) Variação da largura de linha em 9,417 GHz com a intensidade da corrente para as amostras de YIG/Pt e YIG/[Pt-Ag]. A figura inserida mostra ilustra a transferência de torque à magnetização.



Fonte: Autor.

4.2 EVIDÊNCIA DE EXCHANGE-BIAS EM BICAMADAS DE YIG/AFM

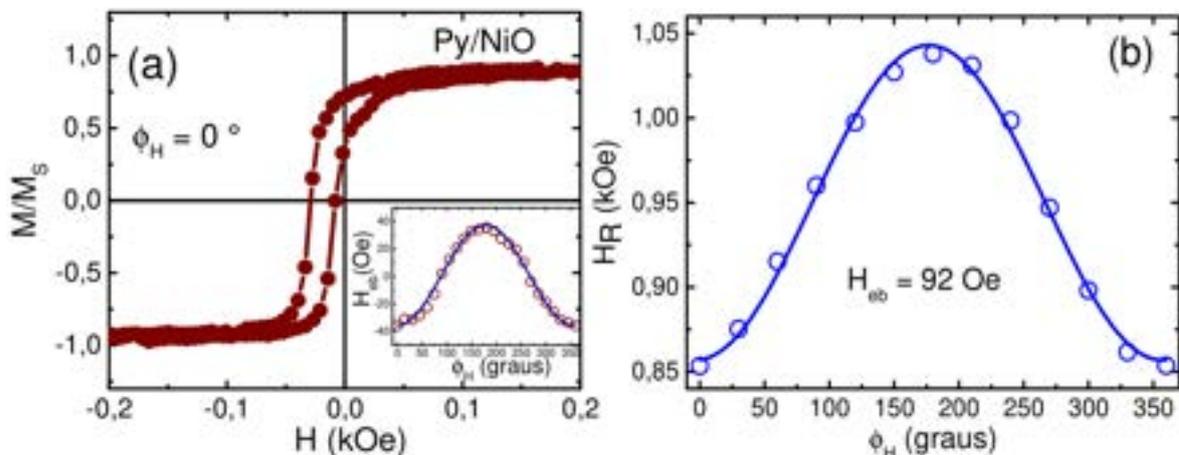
O fenômeno de *exchange bias* (EB) refere-se à interação de troca dos spins interfaciais em bicamadas compostas por materiais ferromagnéticos (FM) e antiferromagnéticos (AFM)[12,13,98], surgindo outro tipo de anisotropia magnética, denominada anisotropia unidirecional. Apesar do efeito de EB ter sido descoberto a 60 anos atrás por Meiklejohn e Bean [12], os mecanismos que governam o fenômeno possuem imensa importância na fabricação e operação de diversos dispositivos e sensores magnéticos [99], além de aplicações tecnológicas em estruturas de válvulas de spin e transistores spintrônicos [6,7].

Uma característica explícita do efeito de *exchange bias* é o deslocamento da curva de histerese magnética quando um campo magnético é aplicado na direção da anisotropia unidirecional [101], conforme mostrado na figura 26 (a). Isto deve-se ao fato da rotação, mediada pela interação de troca, dos spins interfaciais das camadas FM e AFM. A figura 26 (b) mostra

outra manifestação da interação de EB, o surgimento de uma anisotropia unidirecional em medidas de ressonância ferromagnética[102].

Uma intrigante propriedade do efeito de EB é o fato que diferentes técnicas experimentais produzem diferentes valores de campos de troca, denominado de campos de *exchange bias* H_{eb} [101]. Essas discrepâncias, em alguns casos, podem ser atribuídas ao fato que as medições são realizadas em conjuntos diferentes de amostras ou a escolha inadequada dos modelos para interpretação dos dados experimentais [103]. Um estudo realizado por Julian e colaboradores mostrou que os valores de H_{eb} obtidos por medidas de FMR e medidas de magnetização são entidades físicas diferentes e, em geral expressam valores diferentes, por causa do processo de magnetização correspondente às técnicas empregadas [103].

Figura 26 – **(a)** Curva de magnetização na orientação 0° para amostra de Py(3 nm)/NiO (200 nm), onde é possível notar o deslocamento do eixo central promovido pelo fenômeno de *exchange bias*. A figura inserida mostra a dependência angular do campo de *exchange* com a direção de aplicação do campo magnético. **(b)** Dependência angular do campo de ressonância para amostra de Py(3 nm)/NiO (200 nm), onde nota-se o surgimento de uma anisotropia unidirecional com um campo de *exchange* de 92 Oe. Ambas medidas foram feitas na mesma amostra.



Fonte: Autor.

Essas técnicas podem ser classificadas como irreversíveis e reversíveis. Técnicas irreversíveis estão relacionadas as rotações dos momentos magnéticos e, conseqüentemente, as modificações da paredes de domínios em materiais magnéticos, enquanto técnicas reversíveis envolvem apenas pequenas perturbações no estado de equilíbrio da magnetização. Por fim, S.M. Rezende e colaboradores mostraram que medidas de magnetização e ressonância ferromagnética expressam os mesmo valores de H_{eb} para casos de acoplamentos interfaciais fortes ou fracos [101], logo, H_{eb} das medidas de magnetização H_{eb}^{MAG} coincide com os valores obtidos por FMR H_{eb}^{FMR} .

A utilização de um modelo adequado para descrever os dados experimentais é de essencial importância para obtenção de parâmetros realísticos das medidas [104]. Neste sentido, diversos modelos têm sido propostos a fim de explicar os mecanismos que governam a estrutura de spin na interface FM/AFM [105]. O primeiro modelo para explicar o fenômeno de EB foi proposto por Meiklejohn e Bean em 1962, considerando uma interface AFM perfeitamente lisa com um acoplamento ferromagnético entre as camadas FM e AFM, no qual a magnetização FM rotaciona coerentemente e dá origem a um termo energético adicional à energia livre magnética do sistema [104]. Contudo, os valores de H_{eb} previstos teoricamente eram duas ordens de grandeza maiores que os resultados experimentais obtidos.

Após uma década, Néel percebeu que o acoplamento FM/AFM envolve mais aspectos dos que os propostos inicialmente [106], propondo a possibilidade de existência e evolução de paredes de domínios no interior do material AFM durante a inversão da magnetização. Inspirados nas ideias de Néel, Mauri e colaboradores adotaram um modelo que sugere a formação de paredes de domínio planar na interface do AFM [107]. Finalmente, para descrever corretamente o fenômeno de *exchange bias* dois modelos fenomenológicos propostos por Stile e MCMichael [108] e Geshev *et al* [103] são amplamente utilizados. Estes modelos são os que melhores descrevem os resultados obtidos neste trabalho, por isso serão explicitados com mais detalhes a seguir.

O modelo proposto por Stile e MCMichael baseia-se na ideia que a camada AFM é formada por um conjunto de grãos independentes que se acoplam ao filme Ferromagnético [108]. Alguns destes grãos preservam o ordenamento antiferromagnético estável e, conseqüentemente, são responsáveis existência de uma anisotropia rotatória unidirecional e aumento da coercividade nas medidas de magnetização [103,105]. Entretanto, os grãos que não preservam o ordenamento antiferromagnético permitem que a inversão da magnetização livremente na orientação de um campo magnético externo aplicado. No modelo proposto por Geshev *et al*, a anisotropia rotatória foi inserida na forma de uma anisotropia uniaxial simetricamente ao eixo de aplicação do campo magnético [103]. Apesar das suas diferenças, ambos modelos expressam o mesmo campo de anisotropia rotatória (H_{RA}) nas condições de ressonância ferromagnética [100]. Normalmente, o deslocamento para baixo (*downshift*) observado no campo de ressonância corresponde a um H_{RA} positivo, enquanto o deslocamento para cima (*upshift*) no campo de FMR corresponde a um campo de anisotropia rotatória negativo [102].

Para entender fenômenos físicos ligados ao processo de magnetização do sistema e a dinâmica da magnetização é necessário descrever a energia livre magnética do sistema. A

energia livre magnética é a soma de todas contribuições energéticas do material. Em particular, fenômenos absorção de microondas, reversão da magnetização e mecanismos de relaxação podem ser explicados através do processo de minimização da energia livre magnética [109]. Para bicamadas FM/AFM, podemos expressar a energia total do sistema como:

$$E = E_{FM} + E_{AFM} + E_{int}, \quad (4.7)$$

onde E_{FM} representa a energia livre do material ferromagnético, E_{AFM} representa as contribuições energéticas dos grãos estáveis que compõem a camada AFM e E_{int} representa os termos de interações entre as camadas. Portanto, podemos escrever a energia magnética por unidade de área para uma bicamada FM/NM da forma:

$$E = -[\vec{H} \cdot \vec{M} + (2\pi M^2 - \frac{K_s}{t_{FM}}) \left(\frac{\vec{M} \cdot \hat{n}}{M}\right)^2 - K_u \left(\frac{\vec{M} \cdot \hat{u}_{FM}}{M}\right)^2] t_{FM} - \sigma_W \left(\frac{\vec{M}_{AFM} \cdot \hat{u}_{AFM}}{M_{AFM}}\right) - K_{RA} \left(\frac{\vec{M} \cdot \hat{h}}{M}\right)^2 - J_E \left(\frac{\vec{M} \cdot \vec{M}_{AFM}}{M M_{AFM}}\right), \quad (4.8)$$

onde os quatros primeiros termos da equação 4.8 são referentes à energia Zeeman, energia de anisotropia de forma, energia de superfície e a energia de anisotropia magnetocristalina. O termo K_s é a constante de anisotropia de superfície, enquanto K_u é a constante de anisotropia magnetocristalina. Os vetores unitários \hat{n} e \hat{u}_{FM} representam a direção normal ao plano do filme e a direção da anisotropia uniaxial. Os três últimos termos da equação 4.8 descrevem as energias devido às paredes de domínio presente na camada AFM, anisotropia rotatória e acoplamento de troca na interface FM/AFM, respectivamente. Os termos $\sigma_W, M_{AFM}, K_{RA}, \hat{h}$ e J_E são a energia por unidade de área da parede de domínio no AFM, magnetização do AFM, vetor unitário da direção do campo magnético e a constante de anisotropia rotatória e constante de acoplamento de troca. É possível expressar a equação 4.8 em função dos ângulos descritos na figura 27 e dos campos de anisotropia $H_{RA} = \frac{2K_{RA}}{M t_{FM}}$, $H_E = \frac{J_E}{M t_{FM}}$, $H_W = \frac{\sigma_W}{M t_{FM}}$, $H_s = \frac{2K_s}{M t_{FM}}$ e $H_u = \frac{2K_u}{M t_{FM}}$, dessa forma, para magnetizações \vec{M} e \vec{M}_{AFM} no plano do filme e definindo $4\pi M_{eff} = 4\pi M - \frac{K_s}{t_{FM}}$, a expressão para energia livre magnética do sistema é

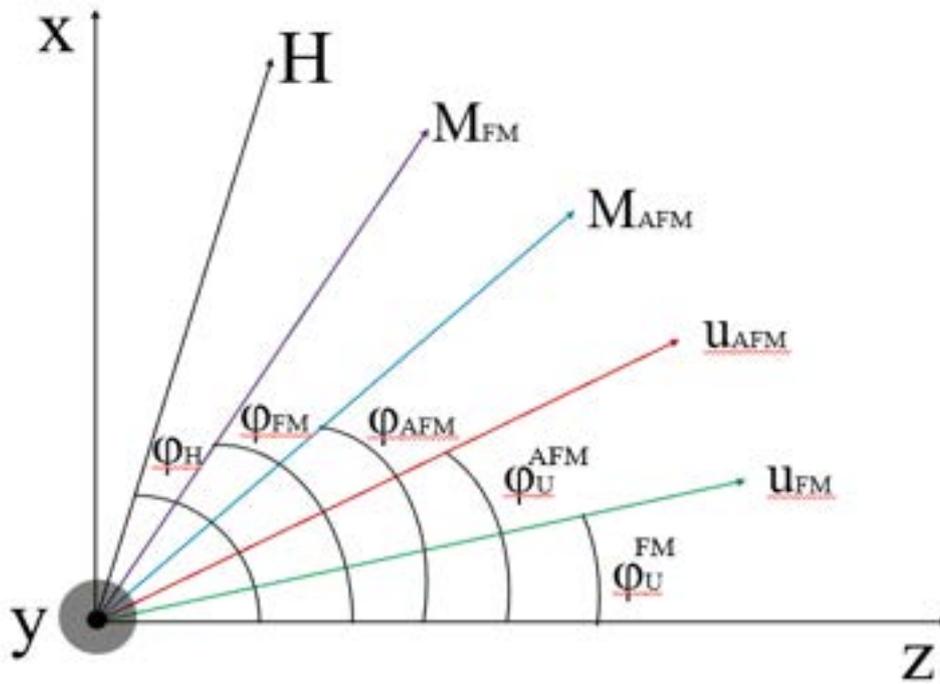
$$\xi = \frac{E}{M t_{FM}} = -H \cos(\phi_H - \phi_{FM}) + 4\pi M_{eff} - \frac{H_u}{2} \cos^2(\phi_{FM} - \phi_u^{FM}) - H_W \cos(\phi_{AFM} - \phi_u^{AFM}) - H_E \cos(\phi_{FM} - \phi_{AFM}) - \frac{H_{RA}}{2} \cos(\phi_H - \phi_{FM}). \quad (4.9)$$

Podemos encontrar a posição de equilíbrio dos ângulos ϕ_{FM} e ϕ_{AFM} por meio da derivada da energia livre magnética em relação aos mesmos. Para isto, vamos considerar que $\phi_u^{FM} = 0^\circ$ e $\phi_u^{AFM} = 0^\circ$, logo, obtemos

$$\frac{\partial \xi}{\partial \phi_{FM}} = H \sin(\phi_H - \phi_{FM}) + \frac{H_u}{2} \sin(2\phi_{FM}) + H_E \sin(\phi_{FM} - \phi_{AFM}) + \frac{H_{RA}}{2} \sin 2(\phi_{FM} - \phi_H), \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial \phi_{AFM}} = H_E \sin(\phi_{FM} - \phi_{AFM}) + H_W \cos(\phi_{AFM}). \quad (4.11)$$

Figura 27 – Sistema de coordenadas adotado para fazer o tratamento angular das energias magnéticas das bicamadas.



Fonte: Autor.

Fazendo $\frac{\partial \xi}{\partial \phi_{FM}} = 0$ e $\frac{\partial \xi}{\partial \phi_{AFM}} = 0$, obtemos as condições para minimizar a energia magnética do sistema [100]. A partir do tratamento algébrico explicitado melhor nas referências [62] e [100], podemos encontrar uma expressão analítica para o campo H_{eb}

$$H_{eb} = \frac{H_E H_W}{\sqrt{H_E^2 + H_W^2}}, \quad (4.12)$$

onde dois possíveis casos são possíveis $H_E \gg H_W$, logo, $H_{eb} \sim H_W$ ou $H_W \gg H_E$, logo, $H_{eb} \sim H_E$. Conforme visto no capítulo 2, a relação de dispersão é dada pela equação 2.49, em casos de bicamadas FM/AFM a relação de dispersão é

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{(t_{FM} M \sin \theta_{FM})^2} \left[\xi_{\theta_{FM} \phi_{FM}} - \frac{\xi_{\phi_{FM} \phi_{AFM}}^2}{\xi_{\phi_{AFM} \phi_{AFM}}} \right] \left[\xi_{\theta_{FM} \theta_{AFM}} - \frac{\xi_{\theta_{FM} \theta_{AFM}}^2}{\xi_{\theta_{FM} \theta_{AFM}}} \right]. \quad (4.13)$$

Substituindo a equação 4.9 dentro da equação 4.13, obtemos a relação de dispersão para bicamadas FM/AFM [103]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H_R \cos(\phi_H - \phi_{FM}) + H_u \cos(2\phi_{FM}) + H_{RA} + H_{eff2} \right] \left[4\pi M_{eff} + H_R \cos(\phi_H - \phi_{FM}) \right]$$

$$+H_u \cos^2(\phi_{FM}) + H_{RA} + H_{eff1}], \quad (4.14)$$

onde H_R , H_{eff1} e H_{eff2} são o campo de ressonância e os campos efetivos dados pelas seguintes equações

$$H_{eff1} = \frac{H_W \cos(\phi_{AFM}) \cos(\phi_{FM} - \phi_{AFM}) - H_E \text{sen}^2(\phi_{FM} - \phi_{AFM})}{\frac{H_W}{H_E} \cos(\phi_{AFM}) + \cos(\phi_{FM} - \phi_{AFM})}, \quad (4.15)$$

$$H_{eff2} = \frac{H_W \cos(\phi_{AFM}) \cos(\phi_{FM} - \phi_{AFM})}{\frac{H_W}{H_E} \cos(\phi_{AFM}) + \cos(\phi_{FM} - \phi_{AFM})}. \quad (4.16)$$

A solução da equação 4.14 é

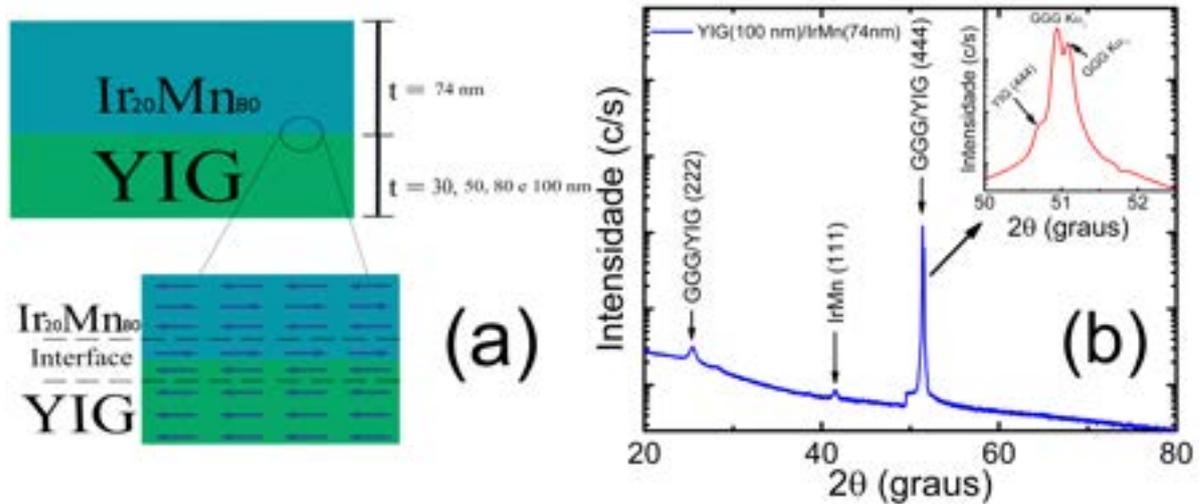
$$H_R = \left(H_u (1 - 3 \cos^2(\phi_{FM})) - 4\pi M_{eff} - 2H_{RA} - H_{eff1} - H_{eff2} \right. \\ \left. + \sqrt{(H_u)^2 \text{sen}^2(\phi_{FM}) + 4\pi M_{eff} + H_{eff1} - H_{eff2} + \left(\frac{2\omega}{\gamma}\right)^2} \right) / \frac{1}{2 \cos(\phi_{FM} - \phi_H)}. \quad (4.17)$$

Para entender e compreender as medidas de FMR consideramos uma amostra está magnetizada no plano, $\phi_{FM} = \phi_H$, e \vec{M}_{AFM} está paralela à direção de *exchange*, logo, $\phi_{AFM} = 0^\circ$, no qual corresponde a condição $H_W \gg H_E$. Portanto, o campo de *exchange bias* é [101, 103]:

$$H_{eb}^{FMR} = \frac{1}{2} (H_R(\phi_H = \pi) - H_R(\phi_H = 0)). \quad (4.18)$$

A figura 28(a) mostra uma esquematização das nossas bicamadas para diferentes espessura $t = 30, 50, 80$ e 100 nm do YIG com uma camada fixa de 74 nm de $\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ (IrMn). Ademais, é mostrada uma ilustração dos spins na interface FM/AFM, onde para fixar a magnetização do YIG no plano da amostra foi utilizado um campo de 340 Oe produzido por um par de ímãs durante o crescimento da camada antiferromagnética. A figura 28 (b) mostra o padrão de DRX para bicamada YIG(100 nm)/IrMn(74 nm). Os resultados obtidos indicam um comportamento monocristalino do YIG evidenciado pela presença dos picos (222) e (444), demonstrando que o tratamento térmico empregado foi bem sucedido. A figura inserida no gráfico mostra uma vista mais detalhada do pico YIG (444) adjacente aos picos do substrato de GGG referentes às radiações $K_{\alpha 1}$ e $K_{\alpha 2}$. Além dos picos do YIG, encontra-se um pico largo de baixa intensidade localizado em $2\theta \approx 41,5^\circ$ correspondente à textura preferencial IrMn (111) FCC (Estrutura cristalina cúbica de face centrada). Estudos prévios mostraram que esta orientação é uma propriedade interessante para se obter um bom efeito de *exchange bias* [110,111].

Figura 28 – (a) Esquematização das amostras produzidas com diferentes espessuras para o YIG, também é ilustrado os spins na interface FM/AFM. (b) Resultados de DRX feitos em alto ângulo para amostra de YIG (100 nm)/IrMn (74 nm), em que é visto um crescimento epitaxial da camada magnética e antiferromagnética. A figura inserida mostra uma vista detalhada do pico (444) referente ao YIG.

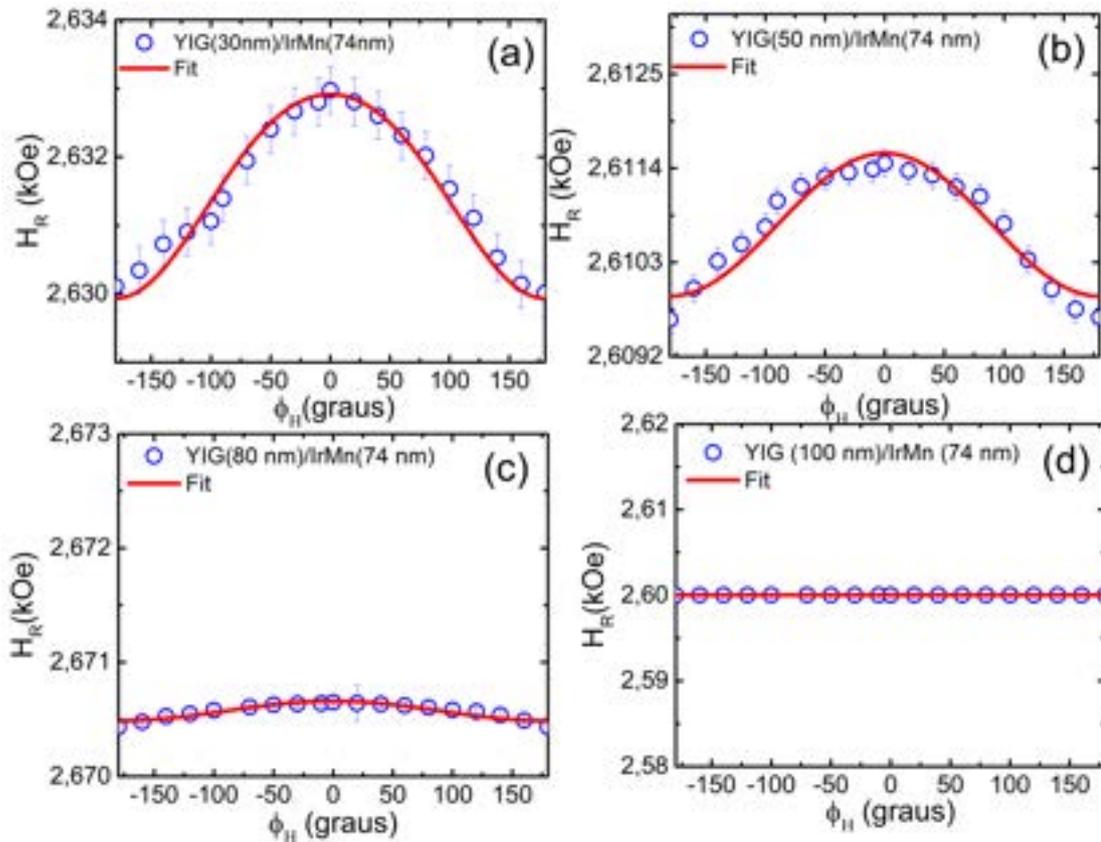


Fonte: Autor.

A figura 29 mostra a dependência angular no plano do campo de ressonância (H_R) para quatro bicamadas de YIG(t_{FM})/Ir₂₀Mn₈₀(74 nm) com $t_{FM} = 30, 50, 80$ e 100 nm. A linha sólida vermelha corresponde ao melhor ajuste (Fit) para os dados experimentais utilizando a equação 4.17 para qual extraímos os valores experimentais do campo de *exchange bias*. Com o aumento da espessura da camada YIG há uma evolução na forma das curvas; Para amostra de YIG(30 nm)/IrMn(74 nm) a figura 29 (a) exibe uma curva com simetria de uma típica anisotropia unidirecional e para amostra YIG(100 nm)/IrMn(74 nm) observamos um caráter isotrópico no plano. Esta característica corresponde a diminuição de H_{eb} devido o aumento da espessura do YIG, uma vez que $H_{eb} \sim \frac{1}{t_{FM}}$. A partir do ajuste numérico realizado pela equação 4.17 extraímos também o valor de $4\pi M_{eff}$, como mostrado na figura 30.

A figura 30 (a) mostra a variação da largura de linha com a espessura das amostras, para camadas simples de YIG e para bicamadas YIG/IrMn (74 nm). Todas amostras de YIG mostraram largura de que diminuem com o aumento da espessura da amostra variando de 15,5 a 9,3 Oe, devido ao espalhamento de dois-mágnons. Após a deposição da camada de IrMn, todas amostras apresentaram um aumento adicional na largura de linha, no qual é uma assinatura clara do fenômeno de *spin pumping*, demonstrado uma boa qualidade da interface FM/AFM. As linha tracejadas correspondem aos melhores ajustes obtidos pelas equações 2.55 e 2.149. A figura inserida no gráfico mostra o comportamento da magnetização de saturação efetiva com a espessura das amostras, a linha sólida vermelha corresponde ao melhor ajuste

Figura 29 – (a), (b), (c) e (d) Dependência angular do campo de ressonância, em 9,417 GHz, com diferentes espessuras de YIG. Os símbolos azuis corresponde aos dados experimentais, enquanto a linha vermelha corresponde ao ajuste numérico. Com o aumento da espessura da camada magnética é visto a passagem de uma anisotropia unidirecional para um caráter isotrópico no plano.

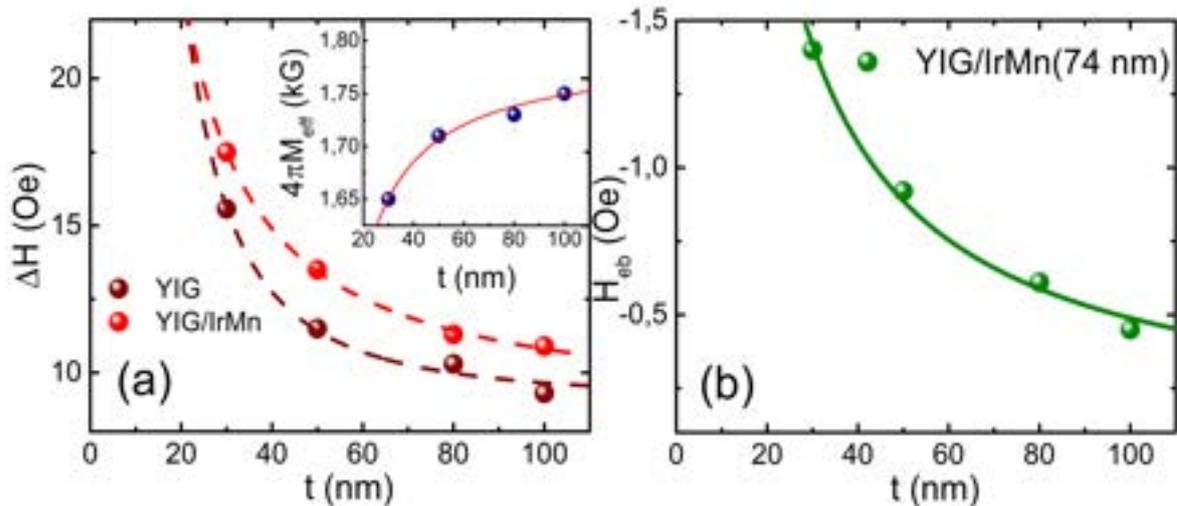


Fonte: Autor.

numérico promovido pela expressão: $4\pi M_{eff} = 4\pi M - \frac{K_s}{t_{FM}}$. Deste modo, com o aumento da espessura, a magnetização aumenta até chegar à um valor de saturação $4\pi M_{eff} = 1,75$ kG. Isto acontece porque o aumento da espessura promove a diminuição da anisotropia de superfície no plano da amostra [100]. A figura 30 (b) mostra a variação do campo de *exchange* com a espessura do YIG, demonstrando que o módulo de H_{eb} varia inversamente com a espessura da camada magnética. Apesar dos valores de H_{eb} obtidos experimentalmente serem pequenos, eles estão de acordo com descrição teórica do fenômeno de *exchange bias*.

As figuras 31 (a)-(d) mostram as curvas de histerese magnética normalizadas no plano à temperatura ambiente, na orientação de 0° em relação ao campo, para quatro amostras de YIG(t_{FM})/Ir₂₀Mn₈₀(74 nm) com $t_{FM} = 30, 50, 80$ e 100 nm, onde a contribuição paramagnética do substrato foi removida através de uma função linear dos dados obtidos. Os resultados obtidos mostram que o deslocamento das curvas de magnetização diminui conforme a espessura do YIG aumenta, sendo uma assinatura clara do efeito de *exchange bias*. O gráfico

Figura 30 – (a) Comportamento da largura de linha com a espessura para amostras de YIG e YIG/IrMn, respectivamente. O aumento da largura com o crescimento da camada de IrMn é uma característica do processo de *spin pumping*. A figura inserida mostra a magnetização de saturação efetiva em função da espessura da camada de YIG. (b) Campo de *Exchange* em função da espessura do YIG, em que o campo decai conforme as amostras ficam mais espessas.

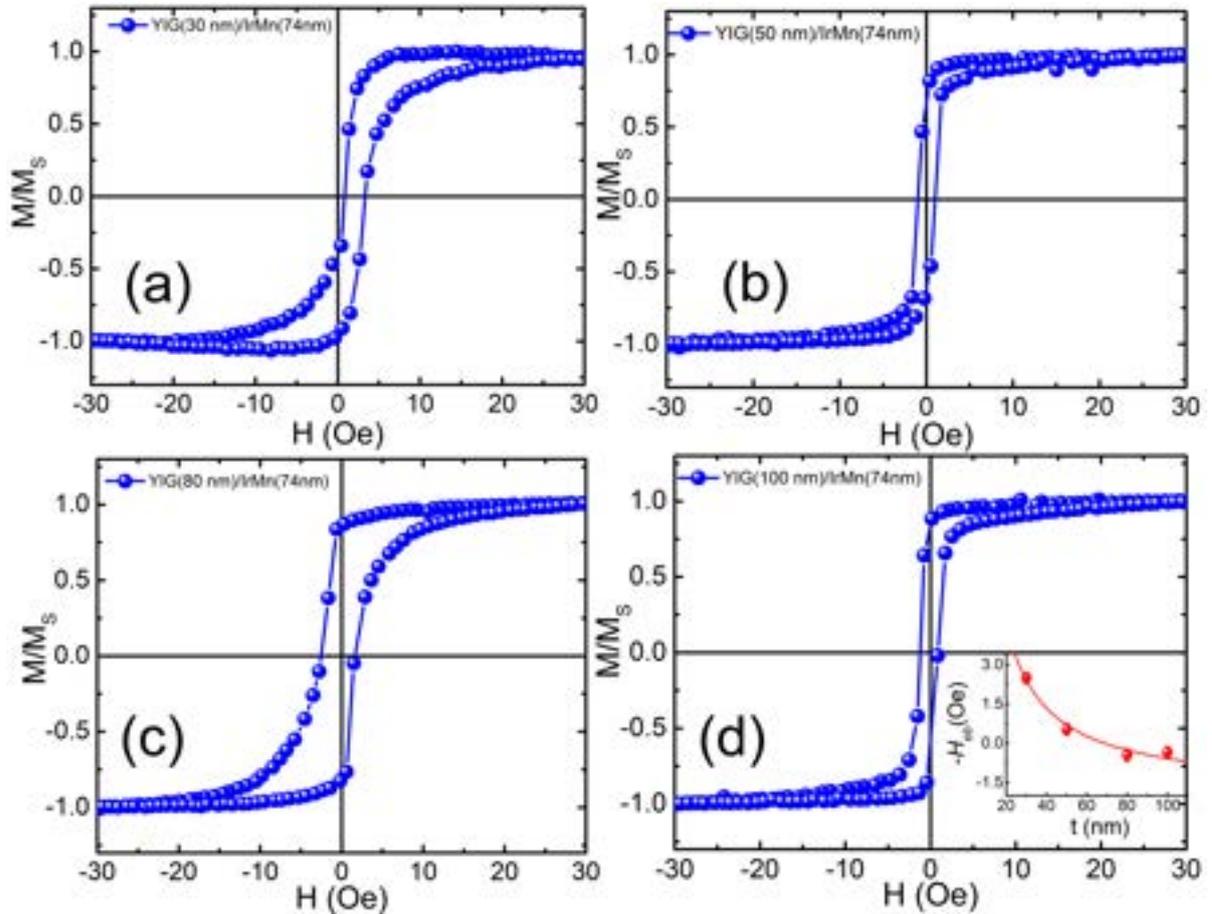


Fonte: Autor.

inserido na figura 31 (d) descreve o comportamento do campo de *exchange* com a espessura do material magnético mostrando um comportamento inversamente proporcional à espessura do FM, onde a amostra de YIG(30 nm)/Ir₂₀Mn₈₀(74 nm) apresenta o maior de H_{ex} . Os dados experimentais obtidos demonstram que apesar dos valores pequenos de H_{ex} eles estão de acordo com a descrição teórica e corroboram com o comportamento apresentado nas medidas de FMR.

Inspirados nos resultados anteriores, realizamos medidas sob condições de temperatura distintas numa faixa de 50 a 300 K para investigar sua influência nas propriedades magnéticas. Para isso, utilizamos a amostra de YIG(30 nm)/IrMn(74 nm) que apresenta maior valor de H_{ex} . A figura 32 (a) mostra as curvas de magnetização normalizadas na orientação de 0° no plano para diferentes temperaturas, com o acréscimo de temperatura notamos a mudança nas formas das histereses magnéticas, indicando influência da temperatura no campo de *exchange* e coercividade da amostra. A medida realizada em temperatura ambiente (símbolo preto) mostra o deslocamento na curva de magnetização, enquanto a medida realizada em 50 K mostra uma aumento na coercividade da amostra além do deslocamento na histerese. A figura 32 (b) mostra o comportamento do campo de *exchange* (símbolos azuis) em função da temperatura, com o aumento da temperatura notamos um decréscimo não monotônico de H_{ex} alcançando o resultado obtido nas medições anteriores em 300 K. Outra manifestação do efeito de *exchange* é o aumento da coercividade na curva de histerese. Como mostrado na

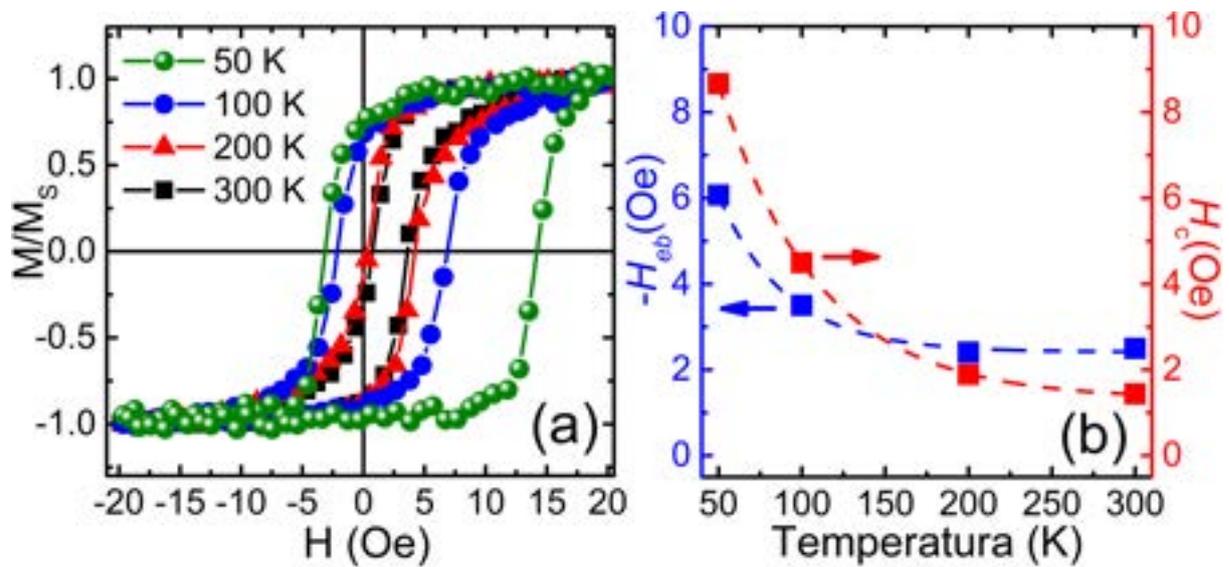
Figura 31 – (a), (b), (c) e (d) Curvas de magnetização à temperatura ambiente para amostras de YIG/IrMn com diferentes espessuras do YIG, realizadas pelo PPMS. A figura inserida no gráfico (d) mostra o comportamento do campo de *exchange* para diferentes espessuras do YIG, este resultado demonstra um decaimento conforme as amostras ficam mais espessas, como visto anteriormente.



Fonte: Autor.

figura 32 (b), investigamos o comportamento do campo coercitivo (símbolos vermelhos) em função da temperatura de medição, com aumento da temperatura notamos a diminuição não monotônica da coercividade da amostra alcançando o valor mínimo em 300 K. Por fim, os resultados obtidos mostraram que apesar dos valores de H_{eb} serem relativamente pequenos eles seguem o comportamento esperado com o aumento da temperatura corroborando os valores obtidos anteriormente.

Figura 32 – (a) Curvas de magnetização sob diferentes temperaturas para amostra de YIG(30 nm)/IrMn(74 nm). Com aumento da temperatura há uma mudança na forma das curvas, coercividade e campo de *exchange*. (b) Comportamento da coercividade e do campo de troca para diferentes temperaturas, o comportamento dos dados indicam um decaimento dos parâmetros com a temperatura de medição.



Fonte: Autor.

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Nesta dissertação investigamos os fenômenos de interface *spin pumping* e *exchange bias* em heteroestruturas $Y_3Fe_5O_{12}/(NM \text{ e AFM})$ produzidas por *magnetron sputtering*, onde NM é um material não magnético (Pt e [Pt-Ag]) e AFM é um material antiferromagnético (IrMn). Inicialmente visamos explorar as propriedades estruturais e magnéticas de filmes finos de YIG, onde visou-se compreender como a influência do tratamento térmico afeta estas propriedades. Posteriormente exploramos a influencia das nanopartículas de Ag crescidas no modo Volmer-Weber na eficiência de conversão entre correntes de spin e de carga através das medidas de *spin pumping*. Inspirados nesta etapa, buscamos entender como a influência das nanopartículas de Ag atua nos mecanismos de relaxação através do experimento de FMR assistido com a aplicação de corrente elétrica na camada NM. Por última etapa, investigamos o fenômeno de *exchange bias* em bicamadas de $Y_3Fe_5O_{12}/IrMn$, cujo objetivo desta investigação foi compreender como este efeito é afetado com a espessura do material e com a temperatura.

Todas as amostras apresentadas nesta dissertação foram produzidas pela técnica de *magnetron sputtering* sobre substrato orientado de $Gd_3Ga_5O_{12}$ (111). A escolha deste material está relacionada com seu parâmetro de rede e sua orientação cristalina que desempenham papel importante no crescimento de nanoestruturas de $Y_3Fe_5O_{12}$. Os resultados experimentais obtidos foram interpretados com base nos mecanismos que governam a dinâmica da magnetização, o transporte de spin e a energia livre magnética associada.

Analisando os resultados obtidos para o primeiro conjunto de amostra, as propriedades estruturais mostraram um crescimento epitaxial, na direção do substrato, da camada de YIG com espessura nominal de 100 nm demonstrando um tratamento térmico empregado bem sucedido sob atmosfera de oxigênio, onde as medidas de refletividade mostraram uma boa interface. As propriedades magnéticas mostraram um comportamento isotrópico, uma baixa coercividade magnética, baixo fator de amortecimento magnético e uma baixa inhomogeneidade magnéticas. Após estes resultados realizamos medidas de *spin pumping* em bicamadas YIG/Pt e YIG/(Pt(3 nm)/Ag(9 nm)/Pt(3 nm)), os resultados obtidos mostraram que o crescimento da camada de Ag ocorreu segundo o modo Volmer-Weber caracterizado pela presença de nanopartículas de Ag que atuam como impurezas aumentando a eficiência de conversão entre correntes de spin e de carga através do efeito Hall de spin inverso. Posteriormente, buscamos compreender o efeito destas nanopartículas nos mecanismos de relaxação através da técnica

de FMR e do efeito spin-torque criado por corrente de spin gerada pelo efeito Hall de spin. Para isto, realizamos medidas de FMR aplicando uma corrente elétrica nas camadas de Pt e [Pt-Ag]. Os resultados obtidos evidenciaram que a estrutura [Pt-Ag] promove maior conversão tanto para o ISHE quanto para o SHE e permite maior aplicação de corrente de carga e, conseqüentemente, maior variação da largura de linha da amostra.

O resultados obtidos para o segundo conjunto de amostra, mostraram um crescimento epitaxial das camadas de YIG e, conseqüentemente, da camada de IrMn, onde a orientação (111) do material antiferromagnético foi obtida. A dinâmica da magnetização mostrou a presença de uma anisotropia magnética unidirecional, característica principal do fenômeno de *exchange bias*, no qual é reduzida com o aumento da espessura da camada de YIG passando a se comportar isotropicamente no plano. Além disso, com acréscimo da espessura do YIG notamos uma diminuição do campo de *exchange*, corroborando com os resultados visto em outros trabalhos. As propriedades magnéticas quase-estáticas mostraram um deslocamento na curva de histerese magnética, outra manifestação principal do fenômeno de *exchange bias*, no qual é reduzido conforme a espessura do material magnético aumenta. Outra consequência disto é a redução do campo de *exchange* com a espessura. Por fim, as curvas de magnetização realizadas sob diferentes temperaturas mostraram a influência térmica nas formas dos laços de histerese, coercividade e campo de *exchange*, onde estes fatores se alteram com o aumento da temperatura.

Como perspectiva deste trabalho, citamos algumas para trabalhos futuros

- Utilização da estrutura [Pt-Ag] como eletrodos em dispositivos do tipo transistores de spin;
- Estudo de estruturas [IrMn-Ag] na conversão de corrente de spin em corrente de carga, onde o IrMn apresenta uma eficiência de conversão comparável a Pt;
- Explorar efeitos spintrônicos em bicamadas YIG/materiais quânticos produzidas por magnetron sputtering;
- Estudar o fenômeno de *Exchange bias* em bicamadas de YIG com outros materiais ferromagnéticos, tais como: NiO e CuMnAs.

REFERÊNCIAS

Holmes Mycroft (Temporada 2, ep. 1). Sherlock [Seriado]. Direção: Paul McGuigan. Produção: Sue Vertue. Hawaii: Produtora BBC, 2012, son., color.

[1] Seungchul Jung et al. A crossbar array of magnetoresistive memory devices for in-memory computing. *Nature*, v. 601, n. 7892, p. 211-216, 2022.

[2] Mingzhong WU and Axel Hoffmann. Recent advances in magnetic insulators-from spintronics to microwave applications. 2013.

[3] A. V. Chumak et al. Magnon spintronics. *Nature physics*, v. 11, n. 6, p. 453-461, 2015.

[4] A. Hoffmann: Spin hall effects in metals. *IEEE Trans. Magn.* 49, 5172 (2013).

[5] J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth: Spin hall effects. *Rev.Mod. Phys.* 87, 1231 (2015).

[6] Geert R. Hoogeboom et al. Role of NiO in the nonlocal spin transport through thin NiO films on $Y_3Fe_5O_{12}$. *Physical Review B*, v. 103, n. 14, p. 144406, 2021.

[7] Y. Z. Cai et al. Magnon-Dragged Magnetoresistance and Spin Seebeck Effect in YIG/IrMn Thin Films. *IEEE Transactions on Magnetism*, v. 54, n. 11, p. 1-5, 2018.

[8] M. Knobel, K. R. Pirota. Giant magnetoimpedance: concepts and recent progress. *Journal of magnetism and magnetic materials*, v. 242, p. 33-40, 2002.

[9] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer: Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Phys. Rev. Lett.* 88, 117601 (2002).

[10] E.Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara: Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-hall effect. *Appl. Phys. Lett.* 88, 182509 (2006).

[11] A. Azevedo, L.H. Vilela Leão, R.L. Rodriguez-Suarez, A.B. Oliveira, S.M. Rezende: Dc Effect in Ferromagnetic Resonance: Evidence of the Spin-Pumping Effect? *J. Appl. Phys.* 97:10C715 (2005).

[12] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean. New magnetic anisotropy. *Physical review*, v. 102, n. 5, p. 1413, 1956.

[13] W. H. Meiklejohn. Exchange Anisotropy in the Iron-Iron Oxide System. *Journal of Applied Physics*, v. 29, n. 3, p. 454-455, 1958.

[14] V. G. Harris. Modern microwave ferrites. *IEEE Transactions on Magnetism*, v. 48, n. 3, p. 1075-1104, 2011.

[15] Y Kajiwara et al. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. *Nature*, v. 464, n. 7286, p. 262-266, 2010.

- [16] L. J Cornelissen et al. Long-distance transport of magnon spin information in a magnetic insulator at room temperature. *Nature Physics*, v. 11, n. 12, p. 1022-1026, 2015.
- [17] A. A. Serga, A. V. Chumak, B. Hillebrands YIG magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 43, n. 26, p. 264002, 2010.
- [18] K. Uchida et al. Spin Seebeck insulator. *Nature materials*, v. 9, n. 11, p. 894-897, 2010.
- [19] O. Alves Santos et al. Investigation of large enhancement of spin hall angle in heterostructures of Ag nanoparticles randomly grown in Pt. *AIP Advances*, v. 9, n. 3, p. 035025, 2019.
- [20] O. Alves Santos et al. Giant spin-charge conversion driven by nanoscopic particles of Ag in Pt. *Physical Review B*, v. 96, n. 6, p. 060408, 2017.
- [21] F. Yang and P. C. Hammel. FMR-driven spin pumping in $Y_3Fe_5O_{12}$ -based structures. *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 51, n. 25, p. 253001, 2018.
- [22] A. J. Princep et al. The full magnon spectrum of yttrium iron garnet. *npj Quantum Materials*, v. 2, n. 1, p. 1-5, 2017.
- [23] Y. Sun et al. Growth and ferromagnetic resonance properties of nanometer-thick yttrium iron garnet films. *Applied Physics Letters*, v. 101, n. 15, p. 152405, 2012.
- [24] Tao Liu et al. Ferromagnetic resonance of sputtered yttrium iron garnet nanometer films. *Journal of Applied Physics*, v. 115, n. 17, p. 17A501, 2014.
- [25] J. G. S. Santos et al. Role of the spin-orbit coupling on the effective damping parameter in $Y_3Fe_5O_{12}/(Ag, W)$ bilayers explored through magnetoimpedance effect. *Materials Letters*, v. 256, p. 126662, 2019.
- [26] Chunhui DU et al. $Y_3Fe_5O_{12}$ spin pumping for quantitative understanding of pure spin transport and spin Hall effect in a broad range of materials. *Journal of Applied Physics*, v. 117, n. 17, p. 172603, 2015.
- [27] Y.M. Kang et al. Magnetic properties of YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$) thin films prepared by the post annealing of amorphous films deposited by rf-magnetron sputtering. *Journal of applied physics*, v. 97, n. 10, p. 10A319, 2005.
- [28] Chunhui DU. Probing spin dynamics and transport using ferromagnetic resonance based techniques. The Ohio State University, 2015.
- [29] M. N. Baibich et al, *J. Phys. Rev Lett* 61, 21 (1988).
- [30] K. Agra, T. J.D. A. Mori, L. S. Dorneles, V. M. Escobar, U. C. Silva, C. Chesman, M. A. Corrêa, *J. Magn. Magn. Mater*, 355, 136-141(2014).

-
- [31] Zhao, Y., Song, Q., Yang, S. H., Su, T., Yuan, W., Parkin, S. S., Han, W. (2016). *Sci reports*,6,1 (2016).
- [32] J G S Santos et al 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* 55, 215003 (2022).
- [33] G. H. B da silva et al., *J. Magn. Magn. Mater.* 560, 169678 (2015).
- [34] M. Getzlaff, *Fundamentals of Magnetism* (Springer, Berlim, 2008).
- [35] B. D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials* (Addison-Wesley, New York, 1972).
- [36] J. M. D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials* (Cambridge University Press, New York, 2010).
- [37] A. P. Guimarães, *Magnetism and magnetic resonance in solids* (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1998).
- [38] S. M. Rezende, *Fundamentals of magnonics* (Springer Nature, Chamb, 2020).
- [39] S.M. Rezende, R.L Rodríguez-Suárez, A. Azevedo. *Phys. Rev. B*,88,1 (2013).
- [40] O. Yalçın, *Ferromagnetic rersonance* (In Tech, London, 2013).
- [41] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* (Wiley, New York, 1995).
- [42] P.W. Anderson. *Physical Review*, 88, 1214. (1952).
- [43] C. Kittel, E. Abrahams. *Reviews of Modern Physics*, 25,233. (1953).
- [44] T.L Gilbert. *IEEE transactions on magnetics*, 40, 3443-3449. (2004).
- [45] H. Suhl: *Ferromagnetic resonance in nickel ferrite between one and two kilomegacycles*. *Phys. Rev.* 97, 555 (1955).
- [46] J. Smit, G. Beljers: *Ferromagnetic resonance absorption in BaFe₁₂O₁₉, a highly anisotropic crystal*. *Philips Res. Rep.* 10, 113 (1955).
- [47] Raí M. Menezes et al. *Deflection of ferromagnetic and antiferromagnetic skyrmions at heterochiral interfaces*. *Physical Review B*, v. 99, n. 10, p. 104409, 2019.
- [48] S.M. Rezende and F.R. Morgenthaler: *Magnetoelastic waves in time-varying magnetic fields. I. Theory*. *J. Appl. Phys.* 40, 524 (1969).
- [49] Daniel Souto Maior Pifano Ferreira. *Estudo de fenômenos envolvendo ondas de spin e interfaces ferro-antiferromagnéticas*. 2018. *Dissertação de Mestrado*. Universidade Federal de Pernambuco.
- [50] F. Bloch: *Zur Theorie des Ferromagnetismus*. *Z. Physik.* 61, 206 (1930).
- [51] C. Henrriing and C. Kittel: *On the theory of spin waves in ferromagnetic media*. *Phys. Rev.* 81,869 (1951).
- [52] J.R. Eshbach: *Spin-wave propagation and the magnetoelastic interaction in yttrium iron garnet*. *Phys. Rev. Lett.* 8, 357 (1962).

-
- [53] W. Strauss: Magnetoelastic waves in yttrium Iron garnet. *J. Appl. Phys.* 36, 118 (1965).
- [54] R.M. White: *Quantum Theory of Magnetism*, 3rd edn. Springer, Heidelberg (2007).
- [55] R.H. Silsbee, A. Janossy, P. Monod: Coupling between ferromagnetic and conduction-spin-resonance modes at a ferromagnetic-normal metal interface. *Phys. Rev. B.* 19, 4382 (1979).
- [56] M. Johnson, R.H. Silsbee: Coupling of electronic charge and spin at a ferromagnetic-paramagnetic metal interface. *Phys. Rev. B.* 37, 5312 (1988).
- [57] H.-A. Engel, B.I. Halperin, E.I. Rashba: Theory of spin hall conductivity in n-doped GaAs. *Phys. Rev. Lett.* 95, 166605 (2005).
- [58] Y.K.Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom: Observation of the spin hall effect in semiconductors. *Science.* 306, 1910 (2004).
- [59] J.E. Hirsch: Spin hall effect. *Phys. Rev. Lett.* 83, 1834 (1999).
- [60] L. Berger: Side-jump mechanism for the Hall effect of ferromagnets. *Phys. Rev. B* 2, 4559–4566 (1970).
- [61] J. Smit: The spontaneous Hall effect in ferromagnetics II. *Physica* 24, 39–51 (1958).
- [62] Luis Henrique Vilela Leão. Dinâmica de spins em interfaces metálicas: mecanismos de relaxação e bombeamento de spin. 2010. Tese de Doutorado. Universidade Federal de Pernambuco.
- [63] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer: Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers. *Phys. Rev. B.* 66, 22440 (2002).
- [64] T. L. Gilbert. *IEEE transactions on magnetics*, 40, 3443-3449. (2004).
- [65] Zhang, S.: Spin hall effect in the presence of spin diffusion. *Phys. Rev. Lett.* 85, 393 (2000).
- [66] J.B.S. Mendes, R.O. Cunha, O. Alves Santos, P.R.T. Ribeiro, F.L.A. Machado, R.L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, S.M. Rezende: Large inverse spin Hall effect in the antiferromagnetic metal Ir₂₀Mn₈₀. *Phys. Rev. B.* 89, 140406(R) (2014).
- [67] Wei Zhang, Matthias B. Jungfleisch, Wanjun Jiang, John E. Person, A. Hoffmann: Spin Hall effects in metallic antiferromagnets. *Phys. Rev. Lett.* 85, 393 (2014).
- [68] P. Deorani and H. Yang: Role spin mixing conductance in spin pumping: Enhancement of spin pumping efficiency in Ta/Cu/Py. *Appl. Phys. Lett* 103, 232408 (2013).
- [69] Obed Alves Santos. Spintrônica em Heteroestruturas Magnéticas: Conversão recíproca de corrente de spin e corrente de carga. 2018. Tese de Doutorado. Universidade Federal de

Pernambuco.

[70] E. F. Collins. Electrically heated glass annealing lehr. *Journal of the American Ceramic Society* 4 (5), pp. 335–349, 1921.

[71] Werner Vogel: "Glass Chemistry"; Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH & Co. K; 2nd revised edition, 1994.

[72] J. A. Venables, G. D. T. Spiller, and M. Hanbucken, "Nucleation and growth of thin films," *Reports Prog. Phys.* 47, 399–459 (1984).

[73] G. Abadias, L. Simonot, J. J. Colin, A. Michel, S. Camelio, and D. Babonneau, *Appl. Phys. Lett.* 107, 183105 (2015).

[74] J. C. Glueckstein, M. M. R. Evans, and J. Nogami, *Phys. Rev. B* 54, R11066(R) (1996).

[75] P. W. Davies, M. A. Quinlan, and G. A. Somorjai, *Surf. Sci.* 121, 290 (1982).

[76] P. A. Tipler and Ralph Llewellyn. *Modern physics*. Macmillan, 2003.

[77] Robert Eisberg and Robert Resnick. *Quantum physics of atoms, molecules, solids, nuclei, and particles*. 1985.

[78] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Solid state physics*. Cengage Learning, 2022.

[79] J. G. S. Santos. *Análise dos mecanismos de relaxação magnética em bicamadas através do efeito de magnetoimpedância*. 2022. Tese de Doutorado. Universidade Federal do Rio Grande do Norte.

[80] S. Foner, Versatile and sensitive vibrating-sample magnetometer, *Rev. Sci. Instrum.* 30 (1959).

[81] David J. Griffiths. *Introduction to electrodynamics*. 2005.

[82] J. Mallinson, Magnetometer coils and reciprocity, *J. Appl. Phys.* 37 (1966).

[83] Lichuan Jin et al. Pulsed laser deposition grown yttrium-iron-garnet thin films: Effect of composition and iron ion valences on microstructure and magnetic properties. *Applied Surface Science*, v. 483, p. 947-952, 2019.

[84] Phuoc Cao Van et al. Effect of annealing temperature on surface morphology and ultralow ferromagnetic resonance linewidth of yttrium iron garnet thin film grown by rf sputtering. *Applied Surface Science*, v. 435, p. 377-383, 2018.

[85] Rong M.A et al. The room temperature deposition of high-quality epitaxial yttrium iron garnet thin film via RF sputtering. *Journal of Alloys and Compounds*, v. 708, p. 213-219, 2017.

- [86] R. O. Cunha et al. Nonlinear dynamics of three-magnon process driven by ferromagnetic resonance in yttrium iron garnet. *Applied Physics Letters*, v. 106, n. 19, p. 192403, 2015.
- [87] J. Lustikova et al. Spin current generation from sputtered $Y_3Fe_5O_{12}$ films. *Journal of Applied Physics*, v. 116, n. 15, p. 153902, 2014.
- [88] J. E. Abrão et al. Efficient and controlled manipulation of the spin Hall angle in Pt–Ag interface. *Applied Physics Letters*, v. 120, n. 24, p. 242402, 2022.
- [89] Z. Qiu et al. Spin mixing conductance at a well-controlled platinum/yttrium iron garnet interface. *Applied Physics Letters*, v. 103, n. 9, p. 092404, 2013.
- [90] M. Haidar et al. Controlling Gilbert damping in a YIG film using nonlocal spin currents. *Physical Review B*, v. 94, n. 18, p. 180409, 2016.
- [91] Susmita Saha et al. Control of damping in perpendicularly magnetized thin films using spin-orbit torques. *Physical Review B*, v. 101, n. 22, p. 224401, 2020. [21[92] V. E. Demidov et al. Magnetization oscillations and waves driven by pure spin currents. *Physics Reports*, v. 673, p. 1-31, 2017.
- [93] M. Evelt et al. High-efficiency control of spin-wave propagation in ultra-thin yttrium iron garnet by the spin-orbit torque. *Applied Physics Letters*, v. 108, n. 17, p. 172406, 2016.
- [94] J. Holanda et al. Evidence of phonon pumping by magnonic spin currents. *Applied Physics Letters*, v. 118, n. 2, p. 022409, 2021.
- [95] J. Holanda et al. Magnetic damping modulation in $IrMn_3/Ni_{80}Fe_{20}$ via the magnetic spin Hall effect. *Physical review letters*, v. 124, n. 8, p. 087204, 2020.
- [96] J. Holanda, O. Alves Santos, S. M. Rezende Thermal control of the intrinsic magnetic damping in a ferromagnetic metal. *Physical Review Applied*, v. 16, n. 1, p. 014051, 2021.
- [97] J. Holanda et al. Simultaneous spin pumping and spin Seebeck experiments with thermal control of the magnetic damping in bilayers of yttrium iron garnet and heavy metals: YIG/Pt and YIG/IrMn. *Physical Review B*, v. 95, n. 13, p. 134432, 2017.
- [98] W. H. Meiklejohn. Exchange anisotropy—A review. *Journal of Applied Physics*, v. 33, n. 3, p. 1328-1335, 1962.
- [99] J. Nogués, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Surinach, J. S. Muñoz, and M. D. Baró, *Phys. Rep.* 422, 65 (2005).
- [100] Roberto Lázaro Rodríguez Suárez. Fenômenos magneto-eletrônicos em interfaces metálicas. 2006. Tese de Doutorado, Departamento de Física-Universidade Federal de Pernambuco.

- [101] Haiwen Xi, Robert M. White, S. M. Rezende. Irreversible and reversible measurements of exchange anisotropy. *Physical Review B*, v. 60, n. 21, p. 14837, 1999.
- [102] R. L. Rodríguez-Suárez et al. Rotatable anisotropy on ferromagnetic/antiferromagnetic bilayer investigated by Brillouin light scattering. *Journal of Applied Physics*, v. 123, n. 4, p. 043901, 2018.
- [103] J. Geshev, L. G. Pereira, J. E. Schmidt. Angular dependence of the exchange bias obtained from magnetization and ferromagnetic resonance measurements in exchange-coupled bilayers. *Physical Review B*, v. 64, n. 18, p. 184411, 2001.
- [104] Sabrina Nicolodi. Estudo do Exchange Bias em filmes de IrMn/Al₂O₃/Co e IrMn/-Cr/Co. 2011. Tese de Doutorado, Departamento de Física-Universidade Federal do Rio Grande do Sul.
- [105] R. L. Rodríguez-Suárez et al. Critical thickness investigation of magnetic properties in exchange-coupled bilayers. *Physical Review B*, v. 83, n. 22, p. 224418, 2011.
- [106] K.O'Grady, L. E. Fernandez-outon, G. Vallejo-Fernandez. A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic materials*, v. 322, n. 8, p. 883-899, 2010.
- [107] D. Mauri et al. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate. *Journal of Applied Physics*, v. 62, n. 7, p. 3047-3049, 1987.
- [108] M. D. Stiles, R. D. McMichael. Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers. *Physical Review B*, v. 59, n. 5, p. 3722, 1999.
- [109] Edimilson Félix da Silva. Propriedades magnéticas quase estáticas e dinâmicas de filmes ferromagnéticos bifásicos. 2016. Tese de Doutorado, Departamento de Física-Universidade Federal do Rio Grande do Norte.
- [110] S. A. Raza et al. Dynamic magnetic properties of Co₂FeAl/IrMn bilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 560, p. 169618, 2022.
- [111] R. Dutra et al. Rotatable anisotropy of Ni₈₁Fe₁₉/Ir₂₀Mn₈₀ films: A study using broadband ferromagnetic resonance. *Journal of magnetism and magnetic materials*, v. 346, p. 1-4, 2013.
- [112] Qing Lin He et al. Topological spintronics and magnetoelectronics. *Nature Materials*, v. 21, n. 1, p. 15-23, 2022.
- [113] Cheng Guo et al. Light control with Weyl semimetals. arXiv preprint arXiv:2209.00701, 2022.

-
- [114] X. G. Wan, A. M. Turner, A. Vishwanath, and S. Y. Savrasov, *Phys. Rev. B* 83, 205101 (2011).
- [115] L. Balents, *Physics* 4, 36 (2011).
- [116] A. A. Burkov, M. D. Hook, and L. Balents, *Phys. Rev. B* 84, 235126 (2011).
- [117] P. Hosur and X. L. Qi, *C.R. Phys.* 14, 857 (2013).
- [118] O. Vafek and A. Vishwanath, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* 5, 83 (2014).
- [119] Yan Sun et al. Strong intrinsic spin Hall effect in the TaAs family of Weyl semimetals. *Physical Review Letters*, v. 117, n. 14, p. 146403, 2016.
- [120] J. B. S Mendes et al. Efficient Spin-to-Charge Interconversion in Weyl Semimetal TaP at Room Temperature. *Advanced Materials Interfaces*, p. 2201716, 2022.
- [121] H. B. Nielsen and M. Ninomiya, *Phys. Lett. B* 130, 389 (1983).
- [122] D. T. Son and B. Z. Spivak, *Phys. Rev. B* 88, 104412 (2013).
- [123] C.-L. Zhang, S.-Y. Xu, I. Belopolski, Z. Yuan, Z. Lin, B. Tong, G. Bian, N. Alidoust, C.-C. Lee, S.-M. Huang, T.-R. Chang, G. Chang, C.-H. Hsu, H.-T. Jeng, M. Neupane, D. S. Sanchez, H. Zheng, J. Wang, H. Lin, C. Zhang, H.-Z. Lu, S.-Q. Shen, T. Neupert, M. Zahid Hasan, and S. Jia, *Nat. Commun.* 7, 10735 (2016).
- [124] Chenglong Zhang et al. Large magnetoresistance over an extended temperature regime in monophosphides of tantalum and niobium. *Phys. Rev. B*, v. 92, n. 4, p. 041203, 2015.
- [125] Deepak Sapkota, Rupam Mukherjee, David Mandrus. Single crystal growth, resistivity, and electronic structure of the Weyl semimetals NbP and TaP. *Crystals*, v. 6, n. 12, p. 160, 2016.
- [126] Vishwanath, A.: Where the Weyl Things Are. *Physics* 8, 84 (2015).
- [127] Nielsen, H.B., Ninomiya, M.: A no-go theorem for regularizing chiral fermions. *Physics Letters B* 105, 219–223 (1981). doi:10.1016/0370-2693(81)91026-1.
- [128] Vanderbilt, D.: *Berry Phases in Electronic Structure Theory*. Cambridge University Press, Cambridge (2018).
- [129] C. Kittel and P. Mceuen. *Introduction to solid state physics*. John Wiley & Sons, 2018.
- [130] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Solid state physics*. Cengage Learning, 2022.
- [131] Su-Yang Xu et al. Experimental discovery of a topological Weyl semimetal state in TaP. *Sci. Adv.* 1(10):e1501092 (2015).

[132] S.-M. Huang et al. A Weyl Fermion semimetal with surface Fermi arcs in the transition metal monpnictide TaAs class, *Nat. Commun.* 6, 8373 (2015).

[133] M. I. Naher, S. H. Naqib. An ab-initio study on structural, elastic, electronic, bonding, thermal, and optical properties of topological Weyl semimetal TaX (X= P, As). *Scientific Reports*, v. 11, n. 1, p. 1-21, 2021.

[134] M S. Ukhtary, A. R. T. Nugraha, Riichiro Saito. Negative refraction in Weyl semimetals. *Journal of the Physical Society of Japan*, v. 86, n. 10, p. 104703, 2017.

[135] Besara, T. et al. Coexistence of Weyl physics and planar defects in the semimetals TaP and TaAs. *Phys. Rev. B* 93, 245152 (2016).

APÊNDICE A – OBTENÇÃO DA CONSTANTE ELÁSTICA EFETIVA DO SEMIMETAL DE WEYL TAP

Isolantes topológicos (TI) possuem estados superficiais metálicos dentro do gap de energia, no qual apresentam um bloqueio de spin e momento com uma textura de spin em forma de vórtice [112]. Por causa dos seus estados superficiais carregarem spins opostos, uma corrente de carga aplicada em um perfeito TI poderia ser totalmente polarizada [112]. Deste modo, isolantes topológicos são considerados materiais spintrônicos ideais para gerar e detectar correntes de spin.

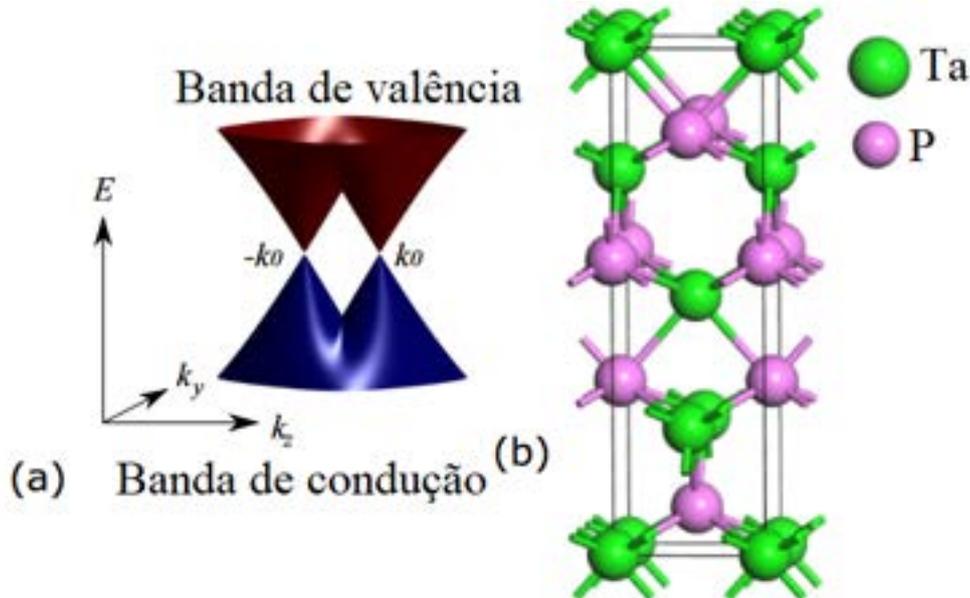
Neste contexto, os semimetais de Weyl são materiais topológicos cujas excitações de baixa energia obedecem a equação de Weyl [113] e apresentam bloqueio de spin e momento similar em estados superficiais e volumétricos [114-118]. Nestes materiais, as bandas de valência e condução tocam-se linearmente em pontos discretos próximos ao nível de Fermi no espaço de momento, denominados pontos de Weyl, um análogo tridimensional da estrutura de banda do grafeno [119]. Os pontos de Weyl atuam na curvatura de Berry caracterizando um emaranhamento entre suas bandas de condução e valência, resultado da forte interação spin-órbita nestes materiais [8]. Recentemente foi evidenciado a existência do efeito Hall de spin e efeito Hall de spin inverso em semimetais de Weyl [119,120].

Por causa de sua topologia não convencional, suas propriedades eletrônicas, magnéticas, térmicas, óticas e elásticas se apresentam como não usuais [113]. Além do comum interesse nestes semimetais, novas oportunidades em aplicações práticas emergem devido às suas propriedades interessantes, por exemplo: magnetorresistência negativa [122-124] e magnetorresistência gigante [125,126]. Dentre os semimetais de Weyl que apresentam uma inversão na quebra de simetria, o monofosfato de tântalo (TaP) surge como interessante material e por isso diversos esforços vêm sendo direcionados para entender seus estados topológicos e sua relevância em suas propriedades eletrônicas, magnéticas e elásticas. Portanto, neste tópico abordaremos as propriedades elásticas do TaP estudadas por meio da técnica de espalhamento inelástico de Luz Brillouin.

Semimetais de Weyl são uma classe especial de semimetais. Apesar de compartilharem as mesmas propriedades dos semimetais normais, como por exemplo: pequena sobreposição entre as bandas de condução e valência e densidade de estados no nível de Fermi negligenciável. Diferentemente deles, as bandas de condução e valência tocam-se apenas em pontos discretos

no espaço de momento. Próximo a estes pontos a banda de dispersão é linear, conforme ilustrado na figura 33 (a).

Figura 33 – (a) Estrutura de Banda do semimetal de Weyl TaP, nos pontos k_0 as bandas de valência e condução se tocam, em que próximos a estes pontos a banda de dispersão é linear. (b) Ilustração da estrutura cristalina do TaP.



Fonte: Figura retirada de [125].

Em 1929 Weyl propôs sua equação, chamada de equação de Weyl, no qual simplifica a equação de Dirac para uma partícula relativística não massiva com spin $\frac{1}{2}$, denominada de férmion de Weyl:

$$i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \hat{H}\Psi = \pm c(\vec{p} \cdot \hat{\sigma})\Psi, \quad (\text{A.1})$$

onde \hbar é a constante de Planck reduzida, c é a velocidade da luz, \vec{p} é o operador momento linear, $\hat{\sigma}$ são as matrizes de Pauli e Ψ é um campo chamado de spinor de Weyl. O sinal positivo na equação A.1 demonstra a existência de dois tipos de férmions de Weyl: *right-handed* (+) e *left-handed* (-).

Em 1937 Conyers Herring propôs que quando duas bandas eletrônicas se cruzam acidentalmente, próximos aos pontos de toque essas bandas apresentam uma dispersão linear em todas direções [126], assim o hamiltoniano efetivo pode ser escrito como:

$$\hat{H} = \pm v_F(\vec{p} \cdot \hat{\sigma}), \quad (\text{A.2})$$

onde v_F é a velocidade de Fermi. Como consequência da semelhança entre as equações A.1 e A.1, os pontos onde as bandas se tocam são chamados de pontos de Weyl e possuem uma

quiralidade definida, enquanto as quase-partículas próximas a eles são os férmions de Weyl e sempre aparecem em pares em sistemas sólidos [128].

Do ponto de vista topológico, os pontos de Weyl podem ser entendidos através curvatura de Berry [129]. A curvatura de Berry aparece devido a variação da parte periódica da função de onda em relação aos vetores de onda [130, 131], sendo matematicamente análogo a um campo magnético no espaço de momento. Desta forma, pontos de Weyl são monopólios da curvatura de Berry, no qual são análogos a monopolos magnéticos quantizados para campos magnéticos. Portanto, manifestam grande relevância no intenso efeito Hall de spin nos semimetais de Weyl.

O espalhamento inelástico de Luz Brillouin (BLS) é um método de espectroscopia óptica bastante utilizado para investigações de excitações no regime de GHz e baseia-se no espalhamento inelástico de fótons por excitações, tais como: mágnons ou fônons. Durante o processo de espalhamento da luz, os fótons incidentes ($\hbar\omega_i$ e $\hbar\vec{k}_i$) transferem energia e momento para excitações coletivas que possuem energia ($\hbar\omega$) e momento ($\hbar\vec{k}$). A frequência do fóton espalhado (ω_S) pode ser menor ou maior que o fóton incidente, estes processos são denominados Stokes e anti Stokes respectivamente. No primeiro caso o sistema absorve uma quantidade de energia ($\hbar(\omega_i - \omega_S)$) e uma excitação coletiva (mágnon ou fônon) é criada, enquanto que no segundo o sistema emite uma quantidade de energia ($\hbar(\omega_S - \omega_i)$) correspondente à destruição de uma excitação.

A figura 34 mostra a representação dos processos Stokes e anti-Stokes. O processo de espalhamento inelástico da luz é caracterizado através de duas equações para conservação da energia e do momento, onde \vec{k}_i, \vec{k}_S e \vec{q} são os vetores de onda da luz incidente, espalhada e das excitações criadas ou destruídas, respectivamente. Portanto, podemos escrever

$$\vec{k}_S - \vec{k}_i = \pm\vec{q}, \quad (\text{A.3})$$

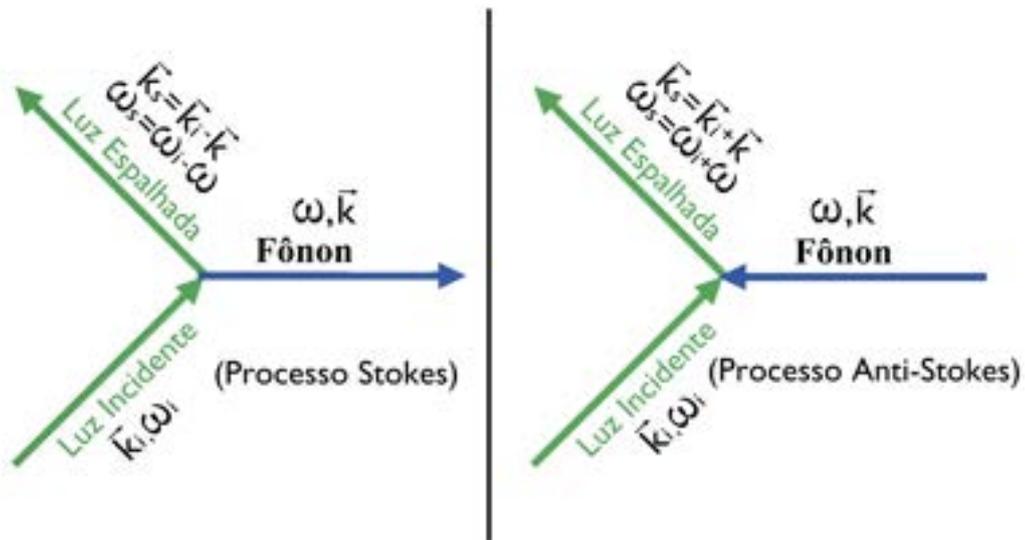
$$q^2 = k_S^2 + k_i^2 - 2\vec{k}_S \cdot \vec{k}_i, \quad (\text{A.4})$$

$$|\vec{q}| = 2|\vec{k}_S| \text{sen}(\phi/2), \quad (\text{A.5})$$

onde ϕ é conhecido como ângulo de espalhamento. Dessa forma, podemos notar que a partir da modificação do ângulo de espalhamento selecionamos os vetores de onda das excitações.

Um esquema da montagem experimental utilizada nos experimentos é ilustrado na figura 35 (a). A luz proveniente de um laser, cujo comprimento de onda é 514,5 nm é dividida em dois

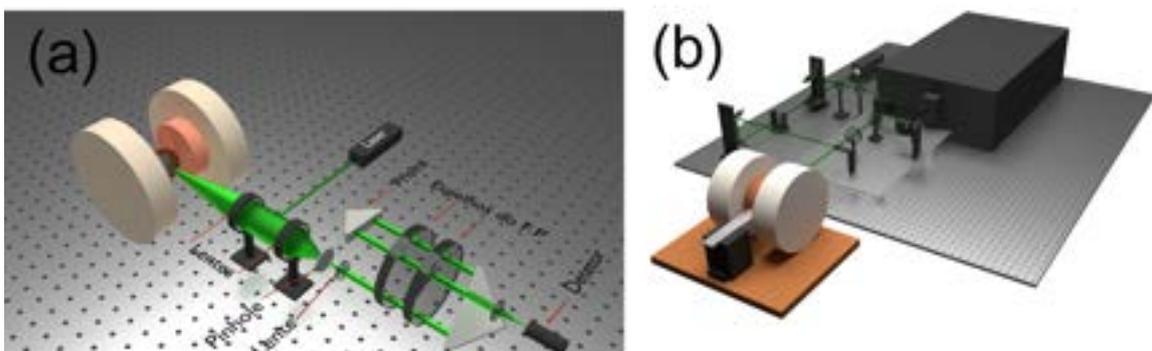
Figura 34 – Representação dos processos Stokes e Anti-Stokes.



Fonte: Figura retirada de [49].

feixes. Um deles é chamado de feixe auxiliar e serve como referência para manter a estabilização do Interferômetro de Fabry-Perot em Tandem (TFP). Este é formado por duas placas com interfaces internas espelhadas separadas por uma distância d . O segundo feixe é refletido por espelhos e focalizado na amostra por uma lente. A luz espalhada pela amostra é coletada pela mesma lente que focaliza o segundo feixe na amostra e sai colimada por uma segunda lente que a focaliza novamente no *pinhole*. Por fim, uma terceira lente coleta a luz que passa pelo *pinhole* e a focaliza no interferômetro de Fabry-Perot. A figura 35 (b) mostra uma visão geral da montagem experimental do espalhamento inelástico de luz Brillouin pertencente ao NUMAG.

Figura 35 – (a) Montagem experimental dos componentes que compõe a técnica de espalhamento inelástico de luz Brillouin. (b) Visão geral da montagem experimental pertencente ao NUMAG.



Fonte: Figura retirada de [49].

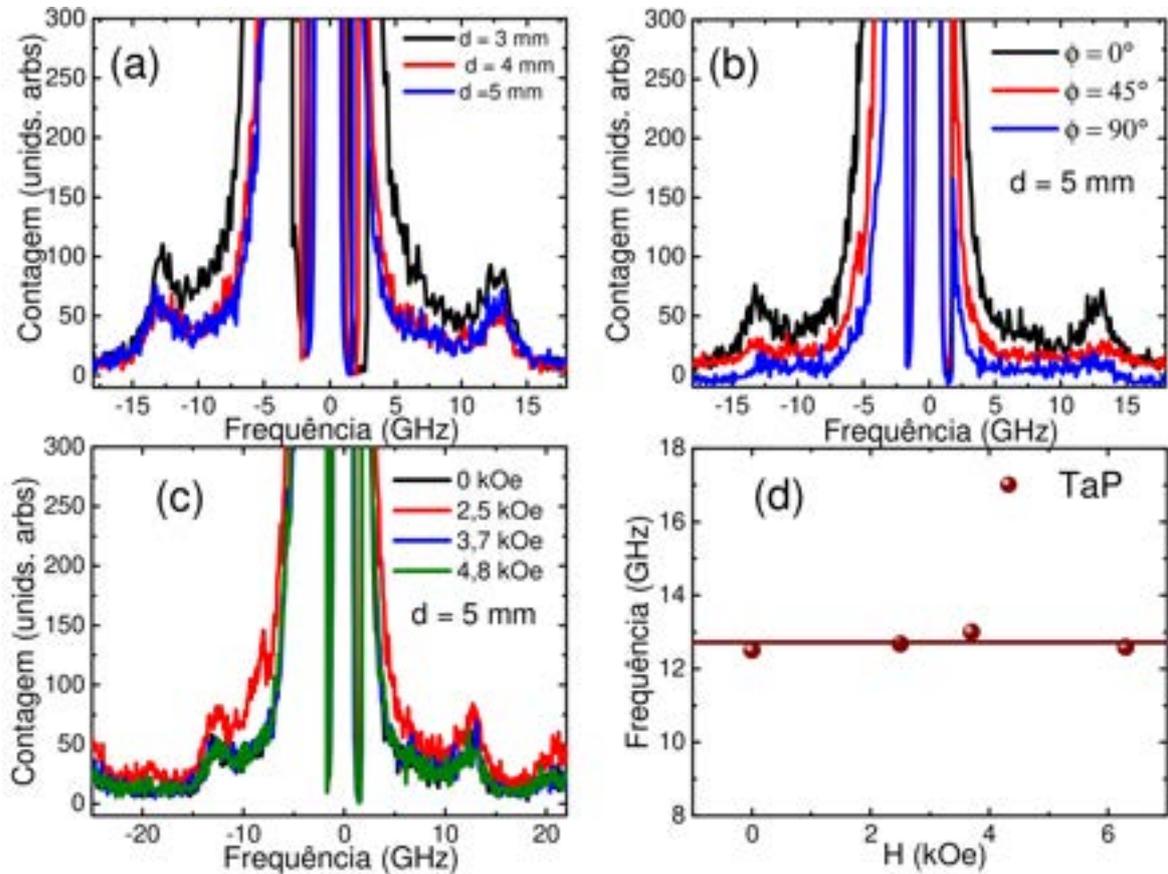
As amostras estudadas foram gentilmente cedidas pelo professor Joaquim Mendes da uni-

versidade Federal de viçosa e possuem estrutura de um monocristal de TaP crescida através da técnica de reação de transporte de vapor químico com dimensões laterais de $2,0 \times 1,0$ mm². Mais detalhes do processo de fabricação da amostra pode encontrados nas referências [131,132]. A figura 36 (a) mostra os espectros do TaP para diferentes distâncias d , coletados pela média de mais de 7000 scans, usando uma faixa espectral de 16 GHz, uma potência do *laser* de 15,8 mW e um ângulo de incidência fixo de $\alpha = 65^\circ$. A presença de fônons é identificada pelos picos Stokes e anti-Stokes em uma frequência de 12,5 GHz. Para verificar a veracidade do sinal de fônons, utilizamos a presença de um analisador, colocado após a segunda lente, em três configurações angulares distintas $\phi = 0^\circ, 45^\circ$ e 90° com uma distância $d = 5$ mm fixa. Conforme mostrado na figura 36 (b), à medida que aumentamos o valor de ϕ há redução do sinal, alcançando o valor mínimo em $\phi = 90^\circ$. Esta característica demonstra que os fônons são longitudinais e linearmente polarizados [129,130]. A figura 36 (c) mostra os espectros de BLS para diferentes valores de campo magnético com uma distância fixa $d = 5$ mm e uma faixa espectral de 21 GHz, o aumento da faixa espectral foi utilizado devido à amostra apresentar uma camada de 50 nm de Py em sua superfície, possibilitando a detecção de mágnons da camada magnética. Com o aumento da intensidade do campo magnético não há mudanças significativas no sinal de fônons, demonstrando que as características dessas excitações não são alteradas na presença de um campo magnético. Por fim, a figura 36 (d) mostra a frequência de fônons em função do campo magnético aplicado, onde notamos um sinal constante em função do campo. As constantes elásticas dos materiais são parâmetros de essencial importância para determinar as propriedades estruturais, mecânicas e térmicas dos compostos [26]. O TaP possui uma estrutura cristalina tetragonal de corpo centrado, como ilustrado na figura 33 (b). Devido a simetria cristalina, um cristal com estrutura tetragonal possui seis constantes elásticas independentes: $C_{11}, C_{33}, C_{44}, C_{44}, C_{12}$ e C_{13} [26]. Para o cálculo da constante efetiva do material, utilizamos os seguintes parâmetros: $\alpha = 65^\circ, k_L = 1,2 \times 10^5$ cm⁻¹, $\eta_{TaP} \approx 2,5$ [25,26], $\rho = 10,02 \frac{g}{cm^3}$ [27], onde k_L, η_{TaP} e ρ são, respectivamente, o vetor de onda do laser incidente, o índice de refração do material e a densidade do TaP. Dessa forma, para ondas elásticas podemos encontrar as constantes elásticas do material através das seguintes relações

$$v_p = \frac{\partial \omega_p}{\partial k_p} = \frac{\omega_p}{k_p}, \quad (A.6)$$

$$v_p = \sqrt{\frac{C_{eff}}{\rho}}, \quad (A.7)$$

Figura 36 – (a) Sinal de fônon para diferentes distâncias d , a consistência do sinal indica a presença da excitação e ausência de eventuais ruídos. (b) Espectro BLS para diferentes configurações angulares, a redução do sinal de fônon com aumento do ângulo indica que a excitação é linearmente polarizada. (c) Sinal de fônon para valores distintos de campo magnética e uma distância fixa de d , a consistência do sinal indica que os fônons não são afetados pela presença do campo magnético. (d) Comportamento da frequência de fônon para diferentes valores de campo magnético, corroborando com o resultado visto na figura (c).



Fonte: Autor.

onde $v_p, \omega_p = 2\pi f_p, C_{eff}$ e k_p são: a velocidade linear, a frequência angular, a constante elástica efetiva do material e os vetores de onda pertencentes aos fônons do TaP. Vale salientar que, utilizamos uma constante elástica efetiva devido à falta de informação sobre a direção cristalográfica de incidência do laser no cristal. A partir destes resultados, obtemos uma constante elástica igual a $C_{eff} = 116$ GPa.