



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO  
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA NATUREZA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**EDUARDO SILVA DOS SANTOS**

**INVESTIGAÇÃO DE CORRENTES ORBITAIS EM HETEROESTRUTURAS  
MAGNÉTICAS**

Recife

2025

**EDUARDO SILVA DOS SANTOS**

**INVESTIGAÇÃO DE CORRENTES ORBITAIS EM HETEROESTRUTURAS  
MAGNÉTICAS**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para obtenção do título de doutor em Física. Área de concentração: Física da Matéria Condensada e de Materiais

Orientador:  
Antonio Azevedo da Costa

Recife

2025

.Catalogação de Publicação na Fonte. UFPE - Biblioteca Central

Santos, Eduardo Silva.

Investigação de correntes orbitais em heteroestruturas magnéticas / Eduardo Silva Dos Santos. - Recife, 2025.  
156f.: il.

Tese (Doutorado) - Universidade Federal de Pernambuco, Centro de Ciências Exatas e da Natureza, Programa de Pós-Graduação em Física, 2025.

Orientação: Antonio Azevedo da Costa.

Inclui referências.

1. Correntes orbitais; 2. Efeito orbital hall; 3. Orbitrônica. I. Costa, Antonio Azevedo da. II. Título.

UFPE-Biblioteca Central

EDUARDO SILVA DOS SANTOS

INVESTIGAÇÃO DE CORRENTES ORBITAIS EM HETEROESTRUTURAS  
MAGNÉTICAS

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para obtenção do título de doutor em Física. Área de concentração: Física da Matéria Condensada e de Materiais

Aprovada em Fevereiro de 2025.

**BANCA EXAMINADORA**

---

Antonio Azevedo da Costa

Orientador - Universidade Federal de Pernambuco

---

Michael Cabrera Baez

Examinador Interno - Universidade Federal de Pernambuco

---

Sergio Machado Rezende

Examinador Interno - Universidade Federal de Pernambuco

---

Luis Carlos Sampaio

Examinador Externo - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

---

Ângela Burlamaqui Klautau

Examinadora Externa - Universidade Federal do Pará

*À minha família.  
Em especial, à minha querida esposa, Suane.*

# Agradecimentos

Agradeço primeiramente a DEUS, pois, sem ele, nada disso seria possível. Chegar até aqui, sem dúvida, é uma grande benção em minha vida.

Agradeço também a minha mãe que sempre esteve ao meu lado, me apoiando e me incentivando nessa longa caminhada que foi concluir o doutorado. Ao meu pai, que esteve ao meu lado e me ajudou muito. A minha irmã, que também colaborou para alcançar meus objetivos. Agradeço de coração a minha querida esposa, que esteve comigo, e me ajudou demais em tudo que precisei, confiando que eu poderia conseguir chegar até aqui.

Ao meu avô e a minha falecida avó, que me apoiaram e acreditaram em mim. Seus ensinamentos foram muito importantes.

Aos professores da pós-graduação que fizeram seu trabalho com excelência. E também aos servidores do departamento de Física, incluindo os profissionais da secretaria e da limpeza, pelo seu trabalho essencial para o bom funcionamento do ambiente acadêmico.

Aos técnicos da oficina mecânica e, em especial, a Daniel da eletrônica que desempenhou um papel fundamental para manutenção dos nossos equipamentos de laboratório. De coração, meu muito obrigado.

Em particular, agradeço ao meu professor e orientador Antônio Azevedo, que me orientou com muita paciência na construção deste trabalho, confiando em mim e depositando autonomia científica. Muito obrigado!

Aos meus colegas de laboratório, que estiveram comigo nesta longa jornada e que sempre estiveram presentes quando precisei de ajuda.

Por fim, à FACEPE pelo apoio financeiro para a realização deste trabalho de pesquisa e as outras agências de fomento brasileiras (CAPES, CNPq, FINEP) pelo apoio financeiro ao laboratório.

# Resumo

Esta tese investiga a Física das correntes orbitais, com foco no efeito orbital Hall (OHE) e suas variantes anômalas (AOHE) e inversas, além do efeito orbital Rashba (ORE) e suas contrapartes spintrônicas. O objetivo central é compreender como as propriedades orbitais dos elétrons podem ser manipuladas e medidas em diferentes materiais, abordando desafios teóricos e experimentais para avançar na orbitrônica, um campo emergente que complementa a spintrônica ao explorar o momento angular orbital (OAM). A pesquisa adota uma abordagem teórico-experimental que inclui o desenvolvimento de modelos baseados na textura orbital, no acoplamento spin-órbita (SOC) e nas interações intrínsecas e extrínsecas que influenciam o transporte orbital. Experimentalmente, utilizam-se técnicas avançadas de fabricação e caracterização de materiais, como deposição por *sputtering*, epitaxia de fase líquida (LPE), ressonância ferromagnética (FMR), efeito spin Seebeck longitudinal (LSSE) e difração de raios X. Os resultados mostram que as correntes orbitais podem ser geradas e moduladas em materiais metálicos leves como titânio, rutênio, e semicondutores como o germânio, além de heteroestruturas com óxidos de cobre, onde efeitos de interface desempenham papéis cruciais. Estratégias experimentais inovadoras permitiram separar as contribuições orbitais das de spin, utilizando as condutividades orbital e de spin dos materiais. Os experimentos também confirmaram que interações de interface, como o efeito orbital Rashba inverso (IORE), amplificam os sinais orbitais em sistemas específicos, aumentando a eficiência de conversão orbital-carga. Conclui-se que a exploração do OAM amplia as fronteiras do transporte eletrônico, oferecendo novas perspectivas para o entendimento de fenômenos fundamentais e o avanço de aplicações em materiais leves e heteroestruturas magnéticas.

**Palavras-chave:** correntes orbitais, efeito orbital Hall, orbitrônica, spintrônica, acoplamento spin-órbita.

# Abstract

This thesis investigates the physics of orbital currents, focusing on the orbital Hall effect (OHE) and its anomalous (AOHE) and inverse variants, as well as the orbital Rashba effect (ORE) and its spintronic counterparts. The central objective is to understand how the orbital properties of electrons can be manipulated and measured in different materials, addressing theoretical and experimental challenges to advance orbitronics, an emerging field that complements spintronics by exploring orbital angular momentum (OAM). The research adopts a theoretical-experimental approach that includes the development of models based on orbital texture, spin-orbit coupling (SOC), and the intrinsic and extrinsic interactions that influence orbital transport. Experimentally, advanced material fabrication and characterization techniques are employed, such as sputtering deposition, liquid-phase epitaxy (LPE), ferromagnetic resonance (FMR), longitudinal spin Seebeck effect (LSSE), and X-ray diffraction. The results show that orbital currents can be generated and modulated in light metallic materials such as titanium, ruthenium, and semiconductors like germanium, as well as in heterostructures with copper oxides, where interface effects play crucial roles. Innovative experimental strategies allowed the separation of orbital contributions from spin contributions by utilizing the orbital and spin conductivities of the materials. The experiments also confirmed that interface interactions, such as the inverse orbital Rashba effect (IORE), amplify orbital signals in specific systems, enhancing the orbital-charge conversion efficiency. It is concluded that the exploration of OAM expands the boundaries of electronic transport, offering new perspectives for understanding fundamental phenomena and advancing applications in light materials and magnetic heterostructures.

**Keywords:** orbital currents, orbital Hall effect, orbitronics, spintronics, spin-orbit coupling.

# Lista de Figuras

- 1 Ilustração esquemática do OHE e SHE. (a) OHE: quando os elétrons fluem devido a um campo elétrico externo  $\vec{E}$ , ocorre o movimento de deflexão dependente do OAM, criando uma corrente orbital ao longo da direção transversal, induzindo o acúmulo de OAM na borda do material. Este efeito ocorre mesmo na ausência de SOC. (b) SHE: surge devido ao SOC, ocasionando deflexões dependente do SAM, criando uma corrente de spin ao longo da direção transversal ao campo  $\vec{E}$ . . . . . 18
- 2 Texturas orbitais em um sistema orbital  $p$ . Textura radial ( $p_r$ ) e (b) tangenciais ( $p_{t_1}$  ou  $p_{t_2}$ ) à superfície de Fermi de um material tridimensional. Note que há dois tipos de orbitais tangenciais. . . . . 20
- 3 Representação dos vetores radial ( $\hat{r}_k$ ) e tangencial ( $\hat{\phi}_k$ ) no espaço formado pelas bases  $p_x$  e  $p_y$ . O vetor  $\hat{r}_k$  aponta na direção do raio associado ao ângulo  $\phi_k$ , enquanto o vetor  $\hat{\phi}_k$  é perpendicular a ele e segue a direção do movimento tangencial ao círculo. . . . . 21
- 4 (a, b) Ilustração do efeito orbital Hall (OHE) intrínseco a partir da textura orbital em um sistema centrossimétrico. O acoplamento spin-órbita (SOC) é ignorado para simplificação. (a) Hibridização dos estados radiais e tangenciais devido à aplicação de um campo elétrico  $\vec{E}$ . Aqui,  $k_y = k_z = 0$ . (b) Quando um elétron na banda inferior é deslocado de  $\vec{k}$  para  $\vec{k} + \delta\vec{k}$  por um campo elétrico externo  $\vec{E} \parallel \hat{x}$ , um momento angular orbital médio  $\langle L_z \rangle$  positivo (negativo) é induzido para o estado fora do equilíbrio com  $k_y > 0$  ( $k_y < 0$ ). Note que, embora o OAM líquido seja zero, existe uma corrente orbital  $\langle v_y L_z \rangle$  finita. . . . . 26
- 5 Distribuição de OAM em um sistema (com dimensões  $L$ ,  $L_y$  e  $W$ , nos eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente) sob a aplicação de um campo elétrico, onde uma corrente  $I$  é induzida ao longo do eixo  $x$ . Este modelo representa uma amostra comprida e estreita (semelhante a uma fita) com  $L_y \ll L$ , e espessura  $W$  muito pequena, da ordem de nanômetros. . . . . 27
- 6 Canal balístico de condução. O elétron pode se propagar da esquerda  $L(x)$  para a direita  $R(x)$  ou da direita para a esquerda, dependendo da diferença de potencial químico  $\Delta\mu$ . . . . . 28

- 7 Representação da distribuição dos momentos de dipolo elétrico (a cor representa a polaridade elétrica) no espaço recíproco. A quebra de simetria de inversão espacial causa um forte campo elétrico  $\vec{E}_s$  responsável por criar o momento de dipolo elétrico  $P_z$ , resultante do produto vetorial entre  $\vec{L}$  e  $\vec{k}$ . (b) A aplicação de um campo elétrico na direção  $x$  resulta em um acúmulo líquido de polarização orbital na direção  $y$ . . . . . 35
- 8 A distribuição angular dos orbitais  $s$ ,  $p$  e  $d$ . Os níveis  $d_{z^2}$  e  $d_{x^2-y^2}$  são agrupados juntos e chamados de níveis  $e_g$ . Os níveis  $d_{xy}$ ,  $d_{xz}$  e  $d_{yz}$  são agrupados juntos e chamados de níveis  $t_{2g}$ . O orbital  $d_{z^2}$  às vezes é referido como  $d_{z^2}$ . . . . . 37
- 9 Um átomo de metal, M, em um ambiente (a) octaédrico e (b) tetraédrico. O ambiente octaédrico é encontrado em muitos óxidos de metais de transição, onde os ânions de oxigênio ficam nos cantos de um octaedro com o átomo de metal no centro. O ambiente tetraédrico pode ser convenientemente descrito considerando os cantos alternados de um cubo, como mostrado. . . . . 38
- 10 A origem do campo cristalino vem de uma interação eletrostática. (a) O orbital  $d_{x^2-y^2}$  é abaixado em energia em relação a (b) o orbital  $d_{xy}$  em um ambiente octaédrico. . . . 39
- 11 O campo cristalino em um ambiente (a) octaédrico e (b) tetraédrico. . . . . 40
- 12 Mecanismo do OT em uma bicamada NM/FM. O OHE no NM resulta na injeção orbital (seta vermelha) no FM, onde ele se acopla ao spin (seta azul) via SOC. Assim, os estados emaranhados exercem um torque na magnetização. . . . . 42
- 13 Quando o SOC é levado em consideração, o SHE ocorre na mesma direção ou na direção oposta do OHE, dependendo se a correlação  $\langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle$  é positiva ou negativa. A conversão carga-spin ou carga-orbital ocorre por canais de conversão diferentes, sendo estados misturados apenas no transporte de momento angular (spin ou orbital). . . . . 44
- 14 (a) Representação da relação de dispersão de um material com degenerescência levantada, com interação spin-órbita descrita pelo Hamiltoniano de Rashba. (b) Distribuições de spins no espaço recíproco  $\vec{k}$ . . . . . 52

- 15 (a) Ilustração esquemática do SHE e transporte de spin em uma bicamada metal normal (NM)/FM. A seta preta representa os spins locais na camada ferromagnética. As setas azul e vermelha denotam os spins para cima e para baixo, respectivamente. O spin injetado, a seta azul, precessiona em torno do spin local devido ao acoplamento de troca de spin na camada ferromagnética. (b) Ilustração esquemática do OHE e transporte orbital em uma bicamada NM/FM. As setas azul e vermelha, associadas ao movimento dos elétrons, denotam o momento angular orbital. O OHE gera a corrente orbital carregando o componente  $y$  do momento angular orbital  $L_y$ . O momento angular orbital, a seta azul, injetado na camada ferromagnética induz o componente  $z$  do momento angular orbital,  $L_z$ , por meio de uma ação combinada do SOC e do acoplamento de troca de spin. O  $L_z$  induzido flui sem oscilação através dos pontos quentes (*hotspots*) no espaço de momento na camada ferromagnética. . . . . 53
- 16 (a) Condutividade spin Hall intrínseca ( $\sigma_{\text{SH}}$ ), e (b) condutividade orbital Hall intrínseca ( $\sigma_{\text{OH}}$ ) em metais de transição  $3d$  (círculos vermelhos),  $4d$  (quadrados verdes) e  $5d$  (triângulos azuis). Para metais  $3d$ , suas fases magnéticas (círculos vermelhos parcialmente transparentes) também são consideradas, bem como sua contraparte não magnética; a fase antiferromagnética para Cr e Mn, e a fase ferromagnética para Fe, Co e Ni. Neste artigo, utilizam DFT (*Density Functional Theory*) como método de primeiros princípios para determinar as propriedades eletrônicas e orbitais dos materiais. . . . . 56
- 17 (a), (b) Esquema do comportamento da magnetização  $\vec{M}$  com e sem amortecimento, respectivamente. A magnetização precessiona em torno do campo magnético  $\vec{H}$ , porém tende a voltar gradualmente à posição de equilíbrio devido ao amortecimento magnético. 59
- 18 Ilustração esquemática de bombeamento orbital em um sistema modelo, NM1/NM2/NM1 (NM = metal normal), acionado por um campo magnético oscilante ou rede vibratória. Para o caso acionado por campo magnético, NM2 pode ser considerado um ferromagneto. A seta em azul representa a corrente orbital gerada pela dinâmica OAM ou pela dinâmica associado ao OAP. A seta na cor roxa é a corrente de carga gerada pelo IOHE. 61

- 19 Ilustração esquemática do orbital pumping. A precessão da magnetização  $M$  em um material com forte SOC acumula momento angular orbital na interface FM/NM que se difunde ao longo do NM como uma corrente orbital  $j_0$  (seta vermelha). Os círculos representam o sentido de  $L$ . Naturalmente, o orbital pumping gera correntes bombeadas e de volta (*backflow*) devido a dinâmica na interface, onde a diferença entre elas é o que nos interessa. Se o material possui alta eficiência orbital-carga, então a corrente *backflow* é mínima e uma corrente resultante é bombeada no NM e convertida em carga pelo IOHE. (b) Curvas típicas usando orbital pumping e conversão pelo IOHE. O sinal de orbital pumping ocorre exatamente no campo de ressonância ferromagnética. As curvas em azul, preto e vermelho obedecem a equação do IOHE convencional. Para o AIOHE, as curvas são semelhantes. O inset mostra como os campos *damping like* (DL) e *field like* (FL) atuam. . . . . 66
- 20 Ilustração do processo de spin pumping. Na condição de FMR, a magnetização do FM precessiona, injetando uma corrente de spin polarizada no NM. A corrente de spin resulta em um desbalanço na população de spins, gerando um acúmulo líquido de spins *up* no NM (componente DC da precessão da magnetização). O acúmulo de spins no NM relaxa por *spin-flip* ou flui de volta para o FM como  $\vec{J}_S^{\text{back}}$ . A corrente de spin total é injetada no material e flui ao longo do NM com comprimento de difusão  $\lambda_S$ . . . . . 69
- 21 Ilustração do processo de spin pumping. Na condição de FMR, a magnetização do FM precessiona, injetando uma corrente de spin polarizada no NM. A corrente de spin resulta em um desbalanço na população de spins, gerando um acúmulo líquido de spins *up* no NM (componente DC da precessão da magnetização). O acúmulo de spins no NM relaxa por *spin-flip* ou flui de volta para o FM como  $\vec{J}_S^{\text{back}}$ . A corrente de spin total é injetada no material e flui ao longo do NM com comprimento de difusão  $\lambda_S$ . . . . . 71
- 22 Ilustração do processo de deposição por *sputtering*. Os íons de argônio bombardeiam um material-alvo, ejetando seus átomos que se depositam sobre o substrato, formando um filme fino. O plasma é confinado por magnetos para aumentar a eficiência do processo. (b) foto real de plasma formado em um *magnetron sputtering*. . . . . 74
- 23 A célula unitária do YIG ferrimagnético. As esferas azuis, verdes, amarelas e vermelhas correspondem aos íons  $\text{Fe}^{3+}$  no sítio tetraédrico (d- $\text{Fe}^{3+}$ ), aos íons  $\text{Fe}^{3+}$  no sítio octaédrico (a- $\text{Fe}^{3+}$ ), aos íons  $\text{Y}^{3+}$  e aos íons  $\text{O}^{2-}$ , respectivamente. Os íons d- $\text{Fe}^{3+}$  e a- $\text{Fe}^{3+}$  formam duas sub-redes ferromagnéticas com magnetizações  $M_a$  e  $M_d$ , sendo acopladas antiferromagneticamente. . . . . 78

- 24 Esquema do processo de LPE: o substrato GGG é imerso no *melt* de YIG a uma temperatura de 950 °C. A imersão é realizada com rotação controlada do substrato, o que afeta diretamente a espessura do filme de YIG depositado. (b) Imagem do GGG submerso no *melt* de YIG na temperatura de 950 °C. A qualidade do *melt* é avaliada pela alta refletividade da superfície. (c) Comparação do substrato GGG antes e depois do crescimento do filme de YIG, evidenciando a formação e a qualidade do filme. . . . . 79
- 25 (a) Diagrama de blocos das montagens experimentais de ressonância ferromagnética. (a) Cavidade ressonante operando na banda X. (b) Circuito de micro-ondas composto pelos seguintes componentes: gerador de micro-ondas (A), acoplador direcional (B), circulador (C), cavidade (D), atenuador (E), defasador (F), T-mágico (G) e detector (H). (c) Curva de absorção de FMR obtida para um filme de YIG puro. . . . . 83
- 26 (a) Distribuição dos campos elétrico e magnético dentro de uma cavidade ressonante retangular. (b) Esquema dessa cavidade ressonante com dimensões ( $a = 2.4, b = 1.9, d = 5.04$ ), em cm. . . . . 85
- 27 Ilustração esquemática da configuração experimental LSSE para gerar a corrente de spin perpendicular e a vista planar mostrando os eletrodos Ag para medir a tensão  $V_{LSSE}$ . (b) Corrente de carga  $I_{LSSE}$ , definida como  $V_{LSSE}/R$ , em função da variação do campo  $\vec{H}$ , caracterizado por uma curva típica de histerese. O inset mostra a relação linear entre o sinal LSSE e o gradiente térmico, que é proporcional a diferença de temperatura. . . 86
- 28 Ilustração da incidência dos feixes de raios X sobre planos atômicos espaçados por uma distância  $d$ . . . . . 88
- 29 Padrões de raios X. (a) Equipamento operando no modo rasante, onde se observam picos característicos referente a cada plano cristalográfico de um filme fino de W policristalino [77]. (b) Modo de refletividade com franjas típicas. Este modo foi usado para estudar a difusão na interface entre a bicamada Pt/Ge [78]. . . . . 89
- 30 Sinais SP-FMR para: (a) YIG/Pt(4). O inset ilustra a técnica SP-FMR, onde uma corrente de spin pura ( $\vec{J}_S$ ) é injetada em Pt. Seu forte SOC cria uma corrente de carga transversal. (b) YIG/Ti(4), com potência de RF muito maior que em (a). Note que  $\sigma_{SH}^{Ti}$  e  $\sigma_{SH}^{Pt}$  apresentam polaridades opostas, com a corrente ISHE positiva para Pt, e negativa para Ti, medidas para  $\phi = 0^\circ$ . (c) YIG/Ru(4), que apresenta um ISHE muito maior do que Ti, mas cerca de sete vezes menor do que o observado em Pt. (d) Comparação dos sinais SP-FMR para YIG/Ti(4), YIG/Ru(4) e YIG/Pt(2), evidenciando a magnitude do ISHE em Pt. . . . . 91

- 31 Comparação dos sinais SP-FMR e LSSE entre YIG/Ti(4), YIG/Ru(4), YIG/Pt(2), YIG/Pt(2)/Ru(4) e YIG/Pt(2)/Ti(4). (a) Ajustes das curvas de Lorentzian demonstram sinais SP-FMR aprimorados atribuídos à conversão de carga orbital por IOHE em Ti e IOHE em Ru. (b) Os valores de pico das medições SP-FMR para YIG/Pt(2)/Ti( $t_{\text{Ti}}$ ) e YIG/Pt(2)/Ru( $t_{\text{Ru}}$ ), para  $\phi = 0^\circ$  e  $\phi = 180^\circ$ , usando potência de RF de 15 mW. O inset representa a heteroestrutura usada para injetar corrente orbital a partir da condição FMR. (c) Curvas de LSSE mostram comportamento semelhante. (d)  $\Delta I_{\text{LSSE}}$  em função da espessura da camada NM. O inset mostra o esquema do OSE longitudinal. . . . . 93
- 32 Sinais SP-FMR (a) e LSSE (b) para diferentes heteroestruturas. A ordem de empilhamento de Ti e Ru influencia diretamente os sinais, com um ganho expressivo observado nos casos analisados. . . . . 95
- 33 (a) Ajuste teórico das curvas de FMR para YIG puro e YIG/Pt(2), mostrando um aumento na largura de linha de 0.48 Oe, atribuído ao processo de spin pumping. (b) Sinais de absorção de FMR para YIG puro em diferentes frequências de ressonância, em que as diferenças nos sinais de pico está associadas às atenuações da guia de onda. (c) Comparação dos sinais de SP-FMR entre YIG/Pt(2)/Ti(25) e YIG/Pt(2), demonstrando um aumento no sinal atribuído ao IOHE. (d) Relações lineares da largura de linha em função da frequência de rf, indicando que, para o YIG puro, não há variação no amortecimento, enquanto a adição da camada de Pt(2) provoca um aumento significativo no amortecimento de FMR. O inset apresenta uma ilustração do esquema experimental utilizado. . . . . 97
- 34 (a) Medições de DRX em GGG/Ge(100 nm). (b) Medições de DRX em Si/Ge(100 nm) com 1h de *annealing* à 430 °C. . . . . 98
- 35 Sinais SP-FMR para: (a) YIG/Pt(8), e (b) YIG/Ge(8). O inset da Figura (a) define o ângulo  $\phi$ , e o inset em (b) apresenta a comparação entre os sinais ISHE em YIG/Ge e YIG/Pt. . . . . 99

- 36 Ilustração da conversão spin-carga e orbital-carga nas amostras de YIG/Pt/Ge e YIG/W/Ge para  $\phi = 0^\circ$  e  $\phi = 180^\circ$ . Em (a) nota-se que parte da corrente  $\vec{J}_{LS}$  é convertida em uma corrente de carga  $\vec{J}_c^{\text{ISHE}}$  para a esquerda, enquanto a outra parte da corrente  $\vec{J}_{LS}$  atinge a camada de Ge, sendo convertida em uma corrente de carga  $\vec{J}_c^{\text{IOHE}}$  para a direita, gerando uma redução no sinal SP-FMR. Ao inverter o campo  $\vec{H}$  o resultado final é o mesmo, mas agora o sinal SP-FMR resultante é no sentido oposto. (b) Ilustra um cenário semelhante, porém com a camada de Pt trocada por W. Nesse caso, o SOC negativo do W gera um sinal negativo para à direita (contrário a Pt) e também inverte a polarização orbital  $\hat{\sigma}_L$ , responsável por gerar um sinal IOHE em Ge para à esquerda em  $\phi = 0^\circ$ , reduzindo o sinal SP-FMR. . . . . 100
- 37 (a) Curvas SP-FMR em função da espessura da camada de Ge para YIG/Pt(2)/Ge( $t_{\text{Ge}}$ ). Devido ao IOHE negativo do Ge, a magnitude dos sinais diminui progressivamente, sendo necessário aplicar um fator multiplicativo de até  $\times 100$  para visualizar o sinal em escala. 100
- 38 (a) Dependência do sinal de pico de SP-FMR em função da espessura da camada de Ge para YIG/Pt(2)/Ge( $t_{\text{Ge}}$ ). Devido ao IOHE negativo do Ge, observamos uma redução gradual no sinal com o aumento da espessura da camada de Ge. (b) Sinal de IOHE para Ge em função da espessura. A linha sólida é o ajuste teórico, onde  $\Delta I_{\text{SP-FMR}} = I_{\text{Pt(2)/Ge}} - I_{\text{Pt(2)}}$ . Observou-se que, quanto maior a espessura do Ge, mais intenso é o sinal de IOHE, que, em magnitude, torna-se aproximadamente igual ao ISHE de Pt(2). (c) Dependência do sinal de pico de SP-FMR em função da espessura da camada de Ge para YIG/W(2)/Ge( $t_{\text{Ge}}$ ). (d) Mostra o IOHE do Ge, onde  $\Delta I_{\text{SP-FMR}} = I_{\text{W(2)/Ge}} - I_{\text{W(2)}}$  em função de  $t_{\text{Ge}}$ . O inset mostra os sinais SP-FMR para YIG/W(2), YIG/W(2)Ti(8) e YIG/W(2)/Ge(50). . . . . 102
- 39 (a) Ilustração esquemática do LSSE. Curvas de LSSE para: (b) YIG/Pt(8), (c) YIG/Ge(8), com  $\Delta T = 0$  K,  $\Delta T = 5$  K e  $\Delta T = 10$  K. (d) Os símbolos azuis são os dados do IOHE para filmes de Ge. A linha sólida é o ajuste teórico encontrado a partir da Equação (2.98). O inset mostra a comparação entre os sinais LSSE para YIG/Pt(2) e YIG/Pt(2)/Ge(50) a 10 K e  $\phi = 0^\circ$ . . . . . 103
- 40 Comparação dos sinais SP-FMR entre YIG/Pt(2), YIG/Pt(2)/Ag(15), YIG/Pt(2)/Ge(15) e YIG/Pt(2)/Ti(15). Os ajustes demonstram sinais SP-FMR aprimorados atribuídos ao IOHE positivo no Ti, ou negativo em Ag e Ge. (b) Curvas LSSE para YIG/Pt(2), YIG/Pt(2)/Ag(15), YIG/Pt(2)/Ge(15) e YIG/Pt(2)/Ti(15). . . . . 104

- 41 (a) Ilustração do mecanismo de spin pumping em bicamadas. Sob a condição de FMR, a componente DC  $\vec{J}_S \propto (\vec{M} \times \dot{\vec{M}})$  se acumula na interface e se difunde como uma corrente de spin com polarização de spin  $\hat{\sigma}_S$ . (b) Curvas de FMR, no campo de ressonância do YIG, para YIG e YIG/Fe(12). Os ajustes teóricos fornecem  $\Delta H_{\text{YIG}} = 1.62 \text{ Oe}$  e  $\Delta H_{\text{YIG/Fe}} = 4.62 \text{ Oe}$ . O inset mostra o resultado para YIG/Pt(2)/Fe(12), onde  $\Delta H_{\text{YIG/Pt/Fe}} = 2.1 \text{ Oe}$ , como resultado do desacoplamento entre as camadas de YIG e Fe. (c) SP-FMR para YIG/Fe(12) nas configurações no plano ( $H_r \sim 2.6 \text{ kOe}$ ) e fora do plano ( $H_r \sim 5 \text{ kOe}$ ). Para  $\phi_H = 0^\circ$ ,  $I_{\text{SP-FMR}} < 0$ ; para  $\phi_H = 90^\circ$ ,  $I_{\text{SP-FMR}} = 0$ ; e para  $\phi_H = 180^\circ$ ,  $I_{\text{SP-FMR}} > 0$ . O inset define os ângulos  $\phi_H$  e  $\theta_H$ . (d) SP-FMR para YIG/Pt(2), exibindo o mesmo comportamento de (c), mas com polaridades opostas. . . . . 105
- 42 (a) Curvas de FMR para YIG/Fe(12), YIG/Fe<sup>60</sup>(12) e YIG/Pt(2). Os insets mostram as configurações angulares da deposição oblíqua por sputtering (plano inclinado com ângulo  $\alpha$ ), e os ângulos azimutais,  $\phi_H$ , e polares,  $\theta_H$ . (b) Campo de ressonância  $H_r$  em função do ângulo  $\phi_H$  no plano para a amostra de YIG/Fe(12) (crescida com  $\alpha = 0^\circ$ ), nenhuma anisotropia é observada, com  $H_r \sim 600 \text{ Oe}$ , (símbolos em verde). Por outro lado, para  $\alpha = 60^\circ$ , observa-se uma forte anisotropia, caracterizada pelo eixo fácil em  $\phi_H = 90^\circ$  e  $\phi_H = 270^\circ$ . A Figura (c) mostra a dependência de  $H_r$  fora do plano para um filme puro de YIG. A curva sólida é o fit numérico e o inset mostra a relação quase linear entre  $\theta_M$  (YIG) e  $\theta_H$ , obtidos numericamente. A Figura (d) mostra a dependência fora do plano do campo de FMR do filme de Fe. Devido ao forte campo de desmagnetização do filme de Fe ( $H_{\text{desmag}} \sim 22 \text{ kOe}$ ), só conseguimos medir  $H_r$  para  $\theta_H > 10^\circ$ . O valor para  $\theta_H = 0^\circ$  foi obtido pela extrapolação numérica. O inset mostra a dependência de  $\theta_M$  (Fe) e  $\theta_H$ . A Figura (e) mostra o sinal de SP-FMR medido na ressonância do YIG para  $\vec{H}$  aplicado perpendicular ao plano da amostra. Esse sinal não seria deveria ocorrer como visto na Figura 41 (d). . . . . 107
- 43 (a) Comparação entre os sinais de SP-FMR de YIG/Pt(2) e YIG/Pt(2)/Fe(12) sem anisotropia uniaxial induzida. O inset mostra o processo físico do acoplamento  $LS$  dentro da Pt. As Figuras (b), (c), (d) e (f) mostram os sinais de SP-FMR para YIG/Pt( $t_{\text{Pt}}$ )/Fe(12), onde  $t_{\text{Pt}} = 2 \text{ nm}$ ,  $4 \text{ nm}$ ,  $6 \text{ nm}$ ,  $8 \text{ nm}$  e  $12 \text{ nm}$ , respectivamente. (g)  $I_{\text{SP-FMR}}$ , em função de  $t_{\text{Pt}}$ . (h)  $\Delta H$  em função de  $t_{\text{Pt}}$ . A potência de rf foi fixada em  $5 \text{ mW}$ . . . . . 109

- 44 (a) Medições de FMR para YIG/Pt(2)/Fe(12). (b) Medições de FMR em função do ângulo  $\phi_H$  (no plano) para três amostras, YIG/Pt(2)/Fe $^\alpha$ (12) com  $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ , onde a terceira amostra apresentou forte anisotropia uniaxial devido à aplicação de um campo de 500 Oe durante o crescimento do filme por sputtering. (c), (d) e (f) mostram os sinais de SP-FMR fora do plano, decorrentes do AISHE e AIOHE. A amostra sem anisotropia não apresentou nenhum sinal anômalo. O inset em (e) mostra a comparação entre AISHE e AIOHE. . . . . 112
- 45 (a) Dependência angular do campo FMR no plano.  $\vec{n}$  é o vetor de Néel, representado no inset. A linha vermelha sólida é um ajuste usando o modelo descrito na Ref. [91]. (b) Curvas de FMR para três ângulos diferentes no plano. . . . . 115
- 46 (a-d) Curvas de magnetização obtidas por MOKE à temperatura ambiente, com  $\phi$  representando o ângulo entre o campo magnético aplicado e o eixo de referência perpendicular à anisotropia unidirecional. As curvas de histerese mostradas em (a) e (c) correspondem a  $\phi = 0^\circ$  e  $\phi = 180^\circ$ , onde não foi observado deslocamento. Por outro lado, as curvas em (b) e (d), para,  $\phi = 90^\circ$  e  $\phi = 270^\circ$ , com o campo magnético aplicado paralelo e antiparalelo à anisotropia unidirecional, exibem um deslocamento significativo. . . . . 116
- 47 Ilustração do processo de SP-FMR, na configuração onde a direção de  $\vec{H}$  está definida pelos ângulos polar ( $\theta$ ) e azimutal ( $\phi$ ). (b) Medidas de SP-FMR para YIG/Pt(4). O inset superior mostra os resultados de SP-FMR para YIG/W, que apresenta polaridade oposta à de YIG/Pt. O inset inferior mostra a curva de absorção de FMR para YIG/Pt, com  $\Delta H = 1.9$  Oe. (c) SP-FMR para YIG/IrMn(4). O inset mostra a curva FMR para YIG/IrMn(4), com  $\Delta H = 1.8$  Oe. As medições de FMR foram realizadas a uma potência de RF fixa de  $6 \mu\text{W}$ , enquanto que para as medições de SP-FMR, utilizou-se uma potência de RF de  $13.4\text{mW}$ . A frequência de RF empregada foi de  $9.41$  GHz. . . . . 117
- 48 (a) Sinal de SP-FMR na configuração OOP para YIG/IrMn(4), com  $\theta = 0^\circ$  e  $\theta = 180^\circ$ . A potência de rf utilizada foi de  $27$  mW e frequência de  $9.51$  GHz. O inset superior mostra o sinal de FMR correspondente com potência de rf de  $6 \mu\text{W}$ . O inset inferior mostra a configuração OOP, onde  $\theta = 0^\circ$  corresponde a  $j_S^{33}$ , e  $\theta = 180^\circ$  corresponde a  $-j_S^{33}$ . (b) SP-FMR para diferentes níveis de potência de RF. O inset mostra o pico da corrente em função da potência de RF, exibindo um comportamento linear. (c) Dependência do sinal SP-FMR em função do ângulo polar  $\theta_M \approx \theta_H = \theta$ , medido com potência de RF de  $27$  mW e frequência de rf de  $9.51$  GHz. As medições foram realizadas ao longo da direção  $y$ , com  $\vec{H}$  varrendo no plano  $z-x$  (símbolos azuis) e no plano  $z-y$  (símbolos pretos), conforme mostrado no inset superior. . . . . 118

- 49 (a) SP-FMR para YIG/Pt(2)/IrMn(4), YIG/Pt(2) e YIG/IrMn(4) na configuração com campo aplicado no plano ( $\theta = 90^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$ ). As medições foram realizadas com uma potência de RF de 13.4 mW e frequência de 9.41 GHz. O fraco sinal de SP-FMR gerado pelo modo de superfície é dificilmente detectado em YIG/IrMn e YIG/Pt, mas mostra um ganho significativo em YIG/Pt(2)/IrMn(4). (b) SP-FMR para YIG/Pt(2)/IrMn(4), com  $\theta = 90^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$  (azul),  $\phi = 90^\circ$  (preto) e  $\phi = 180^\circ$  (vermelho). (c) Sinais de pico de SP-FMR, para  $0 \text{ nm} \leq t_{\text{IrMn}} \leq 20 \text{ nm}$ . A linha sólida é para guiar os olhos. O inset representa o IOHE para filmes de IrMn, com a linha sólida vermelha obtida conforme discutido no texto. . . . . 122
- 50 (a) SP-FMR na configuração OOP para YIG/IrMn(4) e YIG/Pt(2)/IrMn(4), com potência de RF de 43 mW, a 9.51 GHz. O inset mostra os sinais de SP-FMR para as amostras de YIG/IrMn(4), YIG/Pt(2)/IrMn(4), YIG/W(2) e YIG/W(2)/IrMn(4), para  $\theta = 0^\circ$  e  $\theta = 180^\circ$ . O aumento do sinal só pode ser explicado devido ao AIOHE. (b) SP-FMR para YIG/Pt(2)/Ti(4) com potência de RF de 43 mW. Como o Ti não possui parâmetro de ordem, nenhum sinal de AIOHE é detectado. O inset mostra a dependência angular do AIOHE medida em YIG/Pt(2)/IrMn(4). Devido à rigidez do vetor de Néel, que atua como o parâmetro de ordem, o sinal de AIOHE inverte sua polaridade em  $\theta = 180^\circ$  em comparação com  $\theta = 0^\circ$ . (c) Dependência do sinal de AIOHE com a potência de RF. (d) Dependência do sinal de AIOHE com a espessura da camada de IrMn, com uma potência de RF de 43 mW. O inset mostra a dependência do sinal de AISHE com a espessura da camada de IrMn, que é desprezível em comparação com o sinal de AIOHE. Na saturação o AISHE em IrMn atinge cerca de 37 nA enquanto o sinal de AIOHE atinge um valor de 600 nA. . . . . 123
- 51 Ilustração esquemática do ISHE e IOHE simultâneos. (a) Sem a camada de  $\text{CuO}_x$ , a única contribuição é devido à conversão de  $\vec{J}_{LS}$  em corrente de carga devido ao ISHE em Pt, já que a condutividade orbital na Pt é desprezível. (b) Com a camada de  $\text{CuO}_x$ , aparece a contribuição adicional  $\vec{J}_c^{\text{IORE}}$  induzida pela interface Cu/O. (c) Conversão da corrente  $\vec{J}_{LS}$  em corrente de carga no espaço recíproco  $k$ , devido ao IORE. . . . . 125

- 52 (a) Padrão de GIXRD de um filme espesso de Cu(60) que foi deixado em contato com o ar por dois dias. Os resultados mostram a presença de picos fortes de  $\text{CuO}_x$ . (b) Padrão de GIXRD mostra claramente que uma *capping layer* de Pt(5) impede a oxidação natural da camada de Cu. O inset da Figura (b) mostra o padrão convencional de GIXRD de GGG/Pt(3)/Cu(60)/ $\text{CuO}_x$ , exibindo reflexões associadas aos planos cristalinos (222), (444) e (666) do GGG, bem como a textura (111) da camada de Cu. As Figuras (c) e (d) mostram imagens de SEM da superfície de  $\text{CuO}_x(3)$  e  $\text{CuO}_x(7)$ , respectivamente. As imagens revelam estruturas piramidais associadas à orientação do substrato GGG (111). . . . . 126
- 53 (a) Mostra a configuração do SP. (b) Sinais típicos de  $I_{\text{SP}}$  para as amostras com e sem a camada de cobertura de  $\text{CuO}_x$  (inset). (c) Comparação dos sinais SP das amostras com (preto) e sem (vermelho) a camada de  $\text{CuO}_x$ , respectivamente, obtidos para  $P_{\text{rf}} = 110$  mW. O inset mostra a derivada do sinal de absorção de FMR para ambas as amostras. (d) Sinais de  $I_{\text{SP}}$  para as amostras YIG/Pt(2)/Cu(3)/MgO(5) e YIG/Pt(2), que confirmam que o aumento do sinal ocorre somente quando a camada de cobre está oxidada. (e) Dependência dos sinais de  $I_{\text{SP}}$  em função da potência rf para as amostras YIG/Pt(2) e YIG/Pt(2)/ $\text{CuO}_x(3)$ . (f) Dependência de  $I_{\text{SP}}$  em função de  $t_{\text{Pt}}$  para as amostras YIG/Pt(2) e YIG/Pt(2)/ $\text{CuO}_x(3)$ . As linhas sólidas são guias para os olhos. O inset mostra a diferença entre os dados das amostras com e sem a camada de  $\text{CuO}_x$ , que atinge um máximo para  $t_{\text{Pt}} \approx 2$  nm. . . . . 127
- 54 (a) Ilustração do LSSE. (b) Curva de LSSE para as amostras sem e com a camada de  $\text{CuO}_x$ . A amostra com  $\text{CuO}_x$  teve o sinal aprimorado em 2.6 vezes. (c) Curvas de LSSE em função de  $\Delta T$  variando de 0 K a 20 K, para a amostra com a camada de  $\text{CuO}_x$ . O inset mostra as mesmas curvas obtidas para a amostra YIG/Pt(2). (d) Mostra a dependência de  $\Delta I_{\text{LSSE}}$  como função de  $\Delta T$  para as amostras YIG/Pt(2)/ $\text{CuO}_x(3)$  e YIG/Pt(2), onde  $\Delta I_{\text{LSSE}}$  é definido em (b). (e, f) Dependência de  $\Delta I_{\text{LSSE}}$  como função de  $t_{\text{Pt}}$  para  $\Delta T = 27$  K e  $\Delta T = 3$  K, respectivamente. Os símbolos vermelhos representam os dados para a amostra YIG/Pt( $t_{\text{Pt}}$ ) e os símbolos pretos representam os dados para a amostra com a camada de  $\text{CuO}_x$ . Os insets mostram a diferença entre os dados das amostras com e sem a camada de  $\text{CuO}_x$ , que atinge um máximo para  $t_{\text{Pt}} \approx 2$  nm. . . . . 129

- 55 (a) e (b) Sinais de SP-FMR das heteroestruturas YIG/Pt(2)/NM medidos com e sem a camada de  $\text{CuO}_x$ , respectivamente. (c, d) Sinais de LSSE das mesmas heteroestruturas, medidos com e sem a camada de  $\text{CuO}_x$ , respectivamente. Os aumentos observados nos sinais de SP-FMR e LSSE, nas mesmas heteroestruturas, utilizando as duas técnicas diferentes, são atribuídos aos efeitos combinados do ISHE, IOHE e IORE, conforme discutido no texto. . . . . 132
- 56 (a) Valores médios de pico do sinal SP-FMR para YIG/Pt(2)/Cu( $t_{\text{Cu}}$ ), como função da espessura da camada de Cu, medidos após oxidação natural por dois dias. A linha pontilhada é apenas um guia para os olhos. (b) Mostra a resistência superficial ( $R_s$ ) de uma amostra Si/Cu(3) em função do tempo de oxidação. (c) Análise típica de mapeamento EDS da seção transversal de filmes de Cu após oxidação natural por dois dias. O resultado mostra as distribuições atômicas dos átomos: Ga e Gd (presentes no substrato GGG), Cu, O, Pt e Au. Note que Pt e Au (no topo) provêm de camadas protetoras crescidas após o processo de oxidação do Cu e que foram necessárias para o procedimento de preparação da lamela de seção transversal usando a tecnologia FIB. (d) Varredura por linha realizada ao longo da seta amarela em (c). A distribuição atômica dos elementos Cu e O é ilustrada por suas porcentagens atômicas correspondentes, mostrando uma presença substancial de oxigênio, com uma largura aproximada de até 10 nm. . . . . 133
- 57 (a) Espectros de XAS adquiridos pelo modo FY para três amostras com as seguintes estruturas: Pt/ $\text{CuO}_x$ (3)\* (vermelho), Pt/ $\text{CuO}_x$ (3) (azul) e Pt/Cu(3)/Pt(2) (verde). O quadro complementar mostra uma comparação entre os sinais SP-FMR de YIG/Pt(2)/ $\text{CuO}_x$ (3)\* (azul) e YIG/Pt(2) (vermelho) para  $\phi = 0^\circ$  e potência de RF = 15 mW. (b) Espectros de XAS adquiridos pelo modo TEY. (c) Espectros TEY de filmes finos de Cu naturalmente oxidados com espessuras variando de 1.5 nm a 9.0 nm. . . . . 135
- 58 (a) Imagem de TEM da seção transversal e (b-f) imagens de mapeamento EDS da amostra GGG/Pt/Cu, exibindo o mapeamento de elementos químicos que distingue o substrato GGG (com os elementos Ga, Gd e O) dos filmes de Pt e Cu. O esquema de cores corresponde a elementos específicos: platina (Pt) é representada em vermelho, gadolínio (Gd) em roxo, gálio (Ga) em azul, cobre (Cu) em verde, oxigênio (O) em rosa. (g-i) Varredura de linha EDS da fração atômica dos elementos Pt, Gd, Ga, Cu e O. A distribuição de cada elemento atômico é ilustrada pelas suas porcentagens atômicas correspondentes, e a região sombreada em (h) indica a área de transição onde o átomo de O difunde-se na camada de Cu, exibindo uma presença substancial de oxigênio, com uma largura aproximada de 10 nm. . . . . 137

- 59 (a) Sinais típicos de  $I_{SP}$  para as amostras com e sem a camada de cobertura  $\text{CuO}_x$  (inset) a uma potência de RF fixa de 14 mW e frequência de 9.41 GHz. Em (a), Pt é usado como NM, enquanto em (b), W é usado como NM. Esses materiais exibem sinal de SOC opostos, resultando em polaridades opostas dos sinais medidos. (c) Compara os sinais de SP das amostras com (azul) e sem (vermelho) a camada de  $\text{CuO}_x$ . (d) Demonstra a dependência de  $I_{SP}$  com  $t_{Pt}$  para as amostras YIG/W( $t_W$ )/ $\text{CuO}_x(3)$  (vermelho) e YIG/W( $t_W$ ) (preto). A linha sólida na cor preta representa o ajuste teórico, enquanto a linha vermelha é um guia para os olhos. . . . . 139
- 60 (a) SP para as amostras com e sem a camada superior de  $\text{CuO}_x$  em  $\phi = 0^\circ$ . As amostras com a camada superior de  $\text{CuO}_x$  são denotadas pelos símbolos azuis, enquanto aquelas sem a camada superior são representadas pelos símbolos verdes. Os sinais de SP medidos em  $\phi = 180^\circ$  apresentam polaridades invertidas, representados pelos símbolos vermelhos (com a camada superior de  $\text{CuO}_x$ ) e pelos símbolos cor rosa (sem a camada superior de  $\text{CuO}_x$ ). Os dados de SP medidos em  $\phi = 90^\circ$  não mostram sinal de SP detectável, como esperado. A Figura (b) exibe a componente simétrica do sinal de SP, obtida a partir do ajuste dos dados medidos mostrados em (a) com curvas Lorentzianas, para amostras com e sem a camada de  $\text{CuO}_x$ . O inset mostra a relação linear entre  $I_{SP}$  e a potência RF. A seta preta vertical representa o aumento do sinal de SP resultante da presença da camada superior de  $\text{CuO}_x$ . (d) SP para as amostras com e sem a camada inferior de  $\text{CuO}_x$  em  $\phi = 0^\circ$  (símbolos azuis e verdes), e em  $\phi = 180^\circ$  (símbolos laranja e vermelhos). À medida que a corrente de spin é injetada de cima para baixo, os sinais de SP apresentam polaridade invertida em relação aos sinais mostrados em (a). As curvas em (e) mostram os ajustes numéricos derivados dos dados mostrados em (d) com curvas Lorentzianas. A seta preta vertical representa a redução do sinal de SP resultante da presença da camada superior de  $\text{CuO}_x$ . As Figuras (c) e (f) ilustram o mecanismo subjacente responsável pelo aumento e diminuição do sinal de SP. Em (c), as correntes de IORE e SHE são paralelas, enquanto em (f) são antiparalelas. Os insets das Figuras (a) e (d) mostram a derivada do sinal de absorção de FMR para a camada de Py. . . . 140

- 61 (a) e (b) mostram os sinais de SP medidos em YIG/Ti(4) e YIG/Ti(4)/CuO<sub>x</sub>(3), respectivamente. Os sinais fracos foram ajustados por curvas Lorentzianas simétricas, dadas pelas linhas sólidas. Notavelmente, as amplitudes dos sinais não mudam, indicando que a camada de capping de CuO<sub>x</sub> não afeta o sinal de SP. Devido ao fraco SOC de Ti, nenhuma corrente orbital está sendo gerada dentro do volume de Ti. As linhas sólidas em (c) mostram a componente simétrica obtida pelo ajuste dos dados do sinal de SP de Si/Ti(20)/Co(10) e Si/Co(10). Enquanto o fraco sinal de SP de Si/Co é autoinduzido, o forte sinal de SP de Si/Ti/Co é devido à conversão em massa da corrente orbital injetada no Ti e sua conversão pelo OHE. O inset inferior mostra a parte simétrica do sinal de SP medido em Co(12)/Pt(10). . . . . 143

# Lista de Tabelas

1	FMR no plano para YIG/Fe(12), onde $0^\circ \leq \phi_H \leq 360^\circ$ . . . . .	113
2	FMR no plano para YIG/Pt(2)/Fe(12), onde $0^\circ \leq \phi_H \leq 360^\circ$ . . . . .	113
3	FMR fora do plano para YIG e Fe, onde $0^\circ \leq \theta_H \leq 90^\circ$ para YIG, e $10^\circ \leq \theta_H \leq 90^\circ$ para filmes de Fe. . . . .	114

# Lista de Abreviaturas e Siglas

AISHE	Efeito Spin Hall Anômalo Inverso
AIOHE	Efeito Orbital Hall Anômalo Inverso
AOHE	Efeito Orbital Hall Anômalo
ASHE	Efeito Spin Hall Anômalo
DPP	Decoerência por Precessão
FACEPE	Fundação de Amparo à Ciência e Tecnologia do Estado de Pernambuco
FINEP	Financiadora de Estudos e Projetos
FM	Material Ferromagnético
FMR	Ressonância Ferromagnética
GGG	Granada de Ferro e Gadolinio
IOHE	Efeito Orbital Hall Inverso
IORE	Efeito Orbital Rashba Inverso
ISHE	Efeito Spin Hall Inverso
LSSE	Efeito Spin Seebeck Longitudinal
NM	Metal Normal
OAM	Momento Angular Orbital
OAP	Posição Angular Orbital
OHE	Efeito Orbital Hall
ORE	Efeito Rashba Orbital
OSE	Efeito Orbital Seebeck
RF	Radiofrequência
SAM	Momento Angular de Spin
SSE	Efeito Spin Seebeck
SOC	Acoplamento Spin-Órbita
SP-FMR	Spin Pumping impulsionado por FMR
UFPE	Universidade Federal de Pernambuco
YIG	Granada de Ferro e Ítrio

# Lista de Símbolos

$\alpha_{\text{ORE}}$  - Parâmetro Orbital Rashba

$\alpha_{\text{SRE}}$  - Parâmetro Spin Rashba

$\Delta_c$  - Energia de Campo Cristalino

$\Delta H$  - Largura de Linha de FMR

$\epsilon_{ijk}$  - Símbolo de Levi-Civita

$\eta$  - Constante de Acoplamento Orbital-Rede de Primeira Ordem

$f(E)$  - Função de Distribuição

$\gamma$  - Fator Giromagnético

$\lambda_L$  - Comprimento de Difusão Orbital

$\lambda_S$  - Comprimento de Difusão de Spin

$\mu$  - Potencial Químico

$\omega$  - Frequência Angular

$\psi$  - Função de Onda Quântica

$\sigma_e$  - Condutividade Elétrica

$\sigma_{\text{OH}}$  - Condutividade Orbital Hall

$\sigma_{\text{SH}}$  - Condutividade Spin Hall

$\theta_{1,2}$  - Coeficientes do Efeito Hall Anômalo

$\theta_{\text{OH}}$  - Ângulo Hall Orbital

$\theta_{\text{SH}}$  - Ângulo Spin Hall

$k_F$  - Vetor de Onda no Nível de Fermi

$v_F$  - Velocidade de Fermi

$v_g$  - Velocidade de Grupo

$S_{\text{LSSE}}$  - Coeficiente Spin Seebeck

# Sumário

<b>Lista de Abreviaturas e Siglas</b>	<b>xxi</b>
<b>Lista de Símbolos</b>	<b>xxii</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>12</b>
1.1 A Spintrônica . . . . .	12
1.2 A Orbitrônica . . . . .	13
1.3 Motivação e Esboço da Tese . . . . .	14
<b>2 Desenvolvimento Teórico</b>	<b>17</b>
2.1 Teoria do Efeito Orbital Hall . . . . .	18
2.1.1 Textura Orbital . . . . .	19
2.1.2 Geração Dinâmica do OHE . . . . .	20
2.1.3 Dedução Rigorosa do OHE . . . . .	23
2.1.4 Magnetização Orbital via OHE: dedução semiclássica . . . . .	26
2.1.5 Efeito Orbital Hall Anômalo . . . . .	30
2.1.6 Efeito Rashba Orbital . . . . .	33
2.1.7 Campo Cristalino . . . . .	36
2.1.8 Acoplamento Spin-Órbita . . . . .	40
2.1.8.1 Relação entre SOC e Campo Cristalino . . . . .	41
2.1.8.2 Torque Orbital . . . . .	41
2.2 Teoria do Efeito Spin Hall . . . . .	43
2.2.1 Efeito Spin Hall Anômalo . . . . .	49

2.2.2	Efeito Spin Rashba . . . . .	49
2.3	Comparação entre os Efeitos Orbitais e de Spin . . . . .	52
2.4	Mecanismos Intrínsecos e Extrínsecos . . . . .	55
2.5	Dinâmica da Magnetização . . . . .	57
2.6	Efeitos Orbital pumping e Spin Pumping . . . . .	59
2.6.1	Efeito Orbital Pumping . . . . .	59
2.6.2	Efeito Spin Pumping . . . . .	66
2.7	Efeitos Orbital Seebeck e Spin Seebeck . . . . .	69
<b>3</b>	<b>Técnicas Experimentais</b>	<b>73</b>
3.1	Deposição por Evaporação Catódica ( <i>Sputtering</i> ) . . . . .	73
3.1.1	<i>Sputtering</i> DC . . . . .	75
3.1.2	<i>Sputtering</i> RF . . . . .	76
3.1.3	<i>Sputtering</i> Reativo . . . . .	76
3.1.4	<i>Sputtering</i> Oblíquo . . . . .	76
3.1.5	<i>Annealing</i> em Filmes Finos . . . . .	77
3.2	Granada de Ítrio e Ferro (YIG) . . . . .	77
3.3	Epitaxia em Fase Líquida (LPE) . . . . .	79
3.4	Técnica de FMR . . . . .	80
3.4.1	Sinal de Absorção na Técnica de FMR . . . . .	81
3.4.2	Montagem Experimental de FMR . . . . .	82
3.5	Técnica Experimental para o Seebeck Longitudinal . . . . .	86
3.6	Difratômetro de Raios X . . . . .	87
<b>4</b>	<b>Resultados e Discussões</b>	<b>90</b>
4.1	Efeitos de Volume: Medidas de IOHE em Ti e Ru . . . . .	90
4.2	Efeitos de Volume: Medidas de IOHE em Ge . . . . .	97

---

4.3	Efeitos de Volume: Medidas de AIOHE em filmes de Fe com forte Anisotropia Uniaxial . . . . .	104
4.3.1	Ajustes dos dados Experimentais a partir da Energia Livre . . . . .	112
4.4	Efeitos de Volume: Medidas de AIOHE em IrMn . . . . .	114
4.5	Efeitos de Interface: Medidas de IORE em $\text{CuO}_x$ . . . . .	124
4.6	Efeitos de Interface: Medidas de IORE em $\text{W/CuO}_x$ . . . . .	136
<b>5</b>	<b>Conclusões e Perspectivas</b>	<b>144</b>
5.1	Artigos Publicados . . . . .	146
5.2	Perspectivas . . . . .	147
	<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>149</b>

# 1 Introdução

## 1.1 A Spintrônica

A spintrônica é um campo da Física que explora o grau de liberdade de spin eletrônico para processar e manipular informações de maneira diferente da eletrônica convencional, que usa apenas a carga do elétron. Essa tecnologia oferece o potencial de criar dispositivos mais rápidos, eficientes e compactos, além de revolucionar a maneira como armazenamos e processamos dados. Nos últimos anos, a spintrônica tem avançado consideravelmente, com aplicações promissoras em várias áreas, incluindo memória magnética, sensores magnéticos, dentre outros [1, 2].

A pesquisa também tem se concentrado em materiais ferromagnéticos e interfaces magnéticas, que são fundamentais para melhorar o controle do spin e aumentar a eficiência dos dispositivos. Tecnologias como o efeito spin Hall (SHE)<sup>1</sup> [3, 4] e spin Rashba (SRE) [5, 6] estão na vanguarda desse desenvolvimento, permitindo avanços significativos na miniaturização e na funcionalidade de dispositivos baseados em spintrônica [1, 2, 7].

Em geral, os efeitos spintrônicos, como o SHE e SRE, dependem diretamente da existência do acoplamento spin-órbita (SOC), uma importante interação entre o momento angular de spin (SAM) e o momento angular orbital (OAM) [8, 9]. O SOC é um efeito relativístico que ocorre de forma expressiva em uma classe muito limitada de materiais. Materiais pesados como Platina (Pt) e Paládio (Pd) apresentam forte interação entre SAM e OAM, favorecendo a conversão eficiente das correntes de spin em corrente de carga por meio do SHE ou SRE inverso [10].

O SHE intrínseco era visto como decorrente de mecanismos de espalhamento associados ao SOC [3, 4]. Os principais cenários discutidos envolvem espalhamentos *side jump*, associado a rede cristalina, no qual o elétron sofre um deslocamento lateral durante o espalhamento [11]. Outro mecanismo, mas de origem extrínseca, o *skew scattering*, ocorre

---

<sup>1</sup>A sigla SHE tem origem no inglês *spin Hall effect*. Optamos por manter a sigla conforme é amplamente utilizada na literatura.

quando os elétrons sofrem espalhamentos assimétricos devido à presença de impurezas ou defeitos na rede [3]. O SOC faz com que elétrons com spins opostos sejam desviados em direções opostas. Porém, atualmente houve um avanço no entendimento da spintrônica, com a origem do SHE sendo descrita como uma consequência do SOC e dos orbitais eletrônicos do material, que é puramente intrínseco [12]. Esse progresso está relacionado ao surgimento de uma nova área de pesquisa, a orbitrônica, que investiga a dinâmica do OAM, em contraste com a abordagem tradicional focada no SAM [13].

A capacidade de controlar o spin dos elétrons para gerar sinais elétricos e manipular o fluxo de informações foi inicialmente vista como a chave para superar os limites da eletrônica convencional. No entanto, à medida que as pesquisas evoluíram, novas possibilidades começaram a surgir, e a orbitrônica passou a ganhar destaque. Esse campo emergente amplia as fronteiras da spintrônica ao introduzir um novo grau de liberdade no controle das partículas, abrindo caminho para o desenvolvimento de dispositivos mais sofisticados e eficientes.

## 1.2 A Orbitrônica

A orbitrônica surge como uma extensão da spintrônica, propondo um novo paradigma no controle de informações. Enquanto a spintrônica se concentra na manipulação do spin dos elétrons, a orbitrônica explora o momento angular orbital dessas partículas, um grau de liberdade adicional que pode ser igualmente utilizado para processar e armazenar dados.

O transporte orbital sempre foi desprezado, ou considerado desprezível quando comparado ao spin. Isso ocorre porque o OAM é frequentemente considerado "extinto" em sólidos: uma vez que o campo cristalino impõe simetria específica dos estados de Bloch, isso quebra as simetrias do sistema e suprime a formação do OAM. No entanto, estudos recentes demonstraram que, embora o OAM seja suprimido no estado estacionário, ele pode emergir em um processo dinâmico de não equilíbrio [12, 13].

Embora o potencial de campo cristalino tenha a influência mais forte nas propriedades dos estados eletrônicos em sólidos [14], ele também medeia uma hibridização entre diferentes orbitais atômicos, que é um elemento crucial na dinâmica orbital [12]. Isso implica que a dinâmica e o transporte de informações orbitais podem ser conduzidos por estímulos externos, como um campo elétrico, independentemente da supressão do OAM que governa o estado fundamental. Estudos recentes demonstraram que as correntes orbitais

desempenham um papel essencial na mediação de outros fenômenos de transporte, como o SHE e o SRE, os quais são considerados efeitos secundários dependentes da presença do SOC [12, 15, 16].

Apesar do intenso estudo e da crescente relevância da orbitrônica, até o momento, não foi desenvolvido nenhum esquema de medição capaz de detectar diretamente as correntes orbitais sem a influência de correntes de spin. Em geral, a geração de correntes orbitais está intrinsecamente associada a um entrelaçamento com correntes de spin, dificultando sua separação. Recentemente, novos estudos teóricos propuseram mecanismos baseados na torção orbital [17], um fenômeno sem equivalente no spin, mas a implementação experimental desses conceitos ainda representa um desafio significativo.

A área de pesquisa em orbitrônica está evoluindo rapidamente, em parte devido a uma interação intensa com áreas de pesquisa correlatas, como fonônica [18], spintrônica [16, 19] e valleytrônica [20]. Em todas essas interações a corrente orbital fornece novas interpretações e soluções para problemas existentes.

### **1.3 Motivação e Esboço da Tese**

Nas últimas décadas, os avanços em spintrônica têm impulsionado significativamente a exploração de novos graus de liberdade, como o OAM, para além do estudo exclusivo do spin dos elétrons. A emergência do campo da orbitrônica representa um marco conceitual e experimental, ao introduzir a possibilidade de manipular e explorar diretamente as correntes orbitais. Este campo não só complementa a spintrônica como também oferece uma nova perspectiva para resolver desafios fundamentais e tecnológicos na manipulação e transporte de informações em nanoestruturas.

A necessidade de explorar e compreender profundamente os mecanismos que regem o transporte orbital torna-se ainda mais relevante no contexto atual, onde a miniaturização de dispositivos exige soluções baseadas em propriedades quânticas intrínsecas dos materiais. No entanto, apesar de avanços teóricos significativos, a implementação experimental de correntes orbitais ainda enfrenta desafios substanciais, particularmente no desenvolvimento de métodos de detecção robustos e na separação das contribuições orbitais das contribuições de spin.

A investigação descrita nesta tese de doutorado surge, portanto, com o objetivo de preencher essa lacuna, explorando a Física das correntes orbitais desde os fundamentos teóricos até os desafios experimentais. A motivação central é compreender como as pro-

priedades orbitais de elétrons podem ser manipuladas e medidas em diferentes classes de heteroestruturas, com vistas ao desenvolvimento de novas tecnologias baseadas na orbitrônica.

Esta tese é constituída dos seguintes capítulos, dos quais uma breve visão geral é dada abaixo:

- *Capítulo 2* Aqui são apresentados os fundamentos teóricos do transporte orbital e spintrônico, com ênfase no efeito orbital Hall (OHE) convencional e anômalo (AOHE), efeito Rashba orbital (ORE) na contraparte de spin SHE, ASHE e SRE, incluindo suas versões inversas. Este capítulo explora as texturas orbitais, os mecanismos intrínsecos e extrínsecos que influenciam o transporte, e estabelece as conexões entre os graus de liberdade orbital e de spin. Além disso, são discutidos tópicos como acoplamento spin-órbita (SOC) e efeitos emergentes, como torque orbital e orbital pumping via ressonância ferromagnética e vibrações na rede cristalina.
- *Capítulo 3* Este capítulo descreve as metodologias empregadas nessa tese, para investigar os fenômenos orbitrônicos e spintrônicos. São detalhadas as técnicas de fabricação de materiais, como *sputtering* e suas variantes, epitaxia em fase líquida (LPE), e as metodologias de caracterização, como ressonância ferromagnética (FMR), spin Seebeck longitudinal (LSSE), e difração de raios X.
- *Capítulo 4* Neste capítulo, são apresentados e analisados os resultados experimentais obtidos para diferentes heteroestruturas. O impacto das propriedades dos materiais, como a textura orbital e SOC, na geração e detecção de correntes orbitais, são amplamente discutidos. Os resultados são comparados com modelos teóricos para validar as hipóteses propostas e destacar as contribuições da tese. Além disso, é abordada a estratégia utilizada para separar e identificar sinais de correntes orbitais e de spin.
- *Capítulo 5* O capítulo final resume as principais contribuições da tese, discutindo as implicações científicas e os avanços teóricos e experimentais obtidos, com ênfase no entendimento das correntes orbitais e seus efeitos. Além disso, o capítulo reflete sobre as perspectivas futuras para a pesquisa em correntes orbitais, incluindo potenciais direções para o desenvolvimento de dispositivos baseados em efeitos orbitais e spin, especialmente em materiais leves e heteroestruturas. É sugerido que,

---

embora as aplicações tecnológicas ainda estejam em desenvolvimento, os resultados experimentais abrem caminho para futuras investigações no campo orbitrônico.

## 2 Desenvolvimento Teórico

Neste capítulo, apresentamos uma teoria sobre o OHE, caracterizado por um fluxo de OAM induzido pela aplicação de um campo elétrico externo em metais e semicondutores. Embora seja amplamente aceito que o grau de liberdade orbital desempenha um papel secundário em fenômenos de transporte e na dinâmica eletrônica devido ao *quenching* orbital, mostramos que, contrariando esta visão, o OHE pode ocorrer mesmo quando o OAM é suprimido pela interação com o campo cristalino. Essa descoberta torna o efeito experimentalmente observável e mensurável.

Diferente do efeito SHE, uma das grandes vantagens do OHE é a independência do SOC, que o torna uma sonda valiosa para estudar a dinâmica orbital dos elétrons em materiais leves. Essa característica distinta do OHE é explorada no estudo de Go et al. [12], que mostra que a quiralidade do OAM no espaço recíproco pode gerar uma contribuição intrínseca ao OHE. Esse efeito é puramente descrito pela estrutura eletrônica, não dependendo diretamente de impurezas ou defeitos na rede. Além disso, a partir do princípio da reciprocidade de Onsager [21], a teoria do OHE também se aplica ao OHE inverso (IOHE), no qual um fluxo de OAM gera um campo elétrico interno ao material.

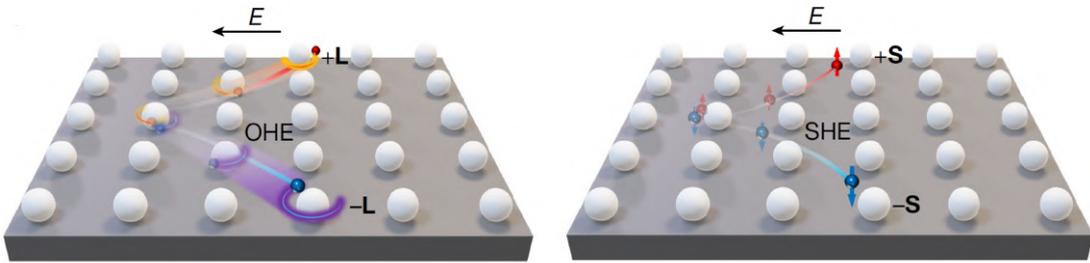
Exploramos a teoria do OHE com ênfase em materiais centrossimétricos, onde a simetria espacial garante que as propriedades do material permaneçam inalteradas mesmo sob inversão de posições em relação a um centro de simetria. A preservação dessa simetria afeta diretamente a dinâmica orbital e o comportamento do OAM, influenciando a estrutura eletrônica e o desenvolvimento da textura orbital. O conceito de textura orbital é então introduzido, evidenciando seu papel essencial na modulação dessa dinâmica. Mostramos como o OAM pode ser induzido dinamicamente por um campo elétrico externo, utilizando modelos simplificados para ilustrar os impactos da interação com o campo cristalino e do *quenching* orbital.

Avançamos com uma análise matemática mais rigorosa do OHE, estabelecendo conexões entre o operador de corrente orbital, que descreve o fluxo de OAM, e o operador de

velocidade, associado às velocidades de grupo dos elétrons. Também obtivemos relações geométricas para magnetização orbital, utilizando um formalismo semiclássico. Além do OHE, discutimos outros efeitos importantes, como o efeito Hall orbital anômalo (AOHE) e o efeito Rashba orbital (ORE), sendo este último distinto do OHE por ser um efeito de interface/superfície.

Ao considerar o acoplamento entre o SAM e o OAM, caracterizado pelo SOC, introduzimos os conceitos do SHE e SRE, estabelecendo conexões entre esses efeitos e suas contrapartes orbitais. Comparamos as dinâmicas desses efeitos e discutimos os mecanismos intrínsecos e extrínsecos que os influenciam. Finalmente, abordamos tópicos avançados, como o orbital pumping e spin pumping, impulsionado por ressonância ferromagnética (FMR), vibrações periódicas na rede, e gradiente térmico.

Figura 1: Ilustração esquemática do OHE e SHE. (a) OHE: quando os elétrons fluem devido a um campo elétrico externo  $\vec{E}$ , ocorre o movimento de deflexão dependente do OAM, criando uma corrente orbital ao longo da direção transversal, induzindo o acúmulo de OAM na borda do material. Este efeito ocorre mesmo na ausência de SOC. (b) SHE: surge devido ao SOC, ocasionando deflexões dependentes do SAM, criando uma corrente de spin ao longo da direção transversal ao campo  $\vec{E}$ .



Fonte: [15].

## 2.1 Teoria do Efeito Orbital Hall

É fundamental esclarecer o que entendemos por OHE. No contexto deste trabalho, definimos o OHE como o fluxo de OAM gerado em torno dos sítios da rede, na direção transversal a um campo elétrico externo, conforme ilustrado na Figura 1. Embora a maioria das discussões ao longo deste capítulo se concentrem nos orbitais  $p$ , a formulação teórica proposta pode ser facilmente estendida para outros orbitais atômicos.

Os orbitais  $p$  não possuem OAM em equilíbrio na maioria dos casos, especialmente quando a simetria do material e o campo cristalino interagem de forma a suprimir a degenerescência quântica dos orbitais. No entanto, a aplicação de campo elétrico externo

$\vec{E}$  pode induzir a hibridização entre os orbitais diferentes, como<sup>1</sup>  $|p_x\rangle + i|p_y\rangle$ , levando ao acúmulo de OAM em não equilíbrio. Foi proposto teoricamente [12] que os estados com OAM opostos fluem em direções opostas quando submetido a um campo elétrico, como mostrado esquematicamente na Figura 1.

### 2.1.1 Textura Orbital

Para mostrar o surgimento das texturas orbitais, consideramos estados de Bloch formados por orbitais atômicos do tipo  $p$ . Sabe-se que as distribuições dos orbitais atômicos são caracterizadas pelos estados quânticos  $|p_x\rangle$ ,  $|p_y\rangle$  e  $|p_z\rangle$ , que são associados ao número quântico  $l = 1$ , e apresentam a mesma energia. A energia para o átomo é discretizada em níveis, dados pelo número quântico  $n$ . Contudo, ao dispor esses átomos em uma rede cristalina, as energias tornam-se contínuas e são distribuídas em bandas de energia, com estados quânticos descritos por estados de Bloch. Nesse caso, o Hamiltoniano que descreve essa dinâmica, próximo ao centro da zona de Brillouin, é dado por

$$H(\vec{k}) = Ak^2 - B(\vec{L} \cdot \vec{k})^2, \quad (2.1)$$

onde o primeiro termo está relacionado a energia cinética dos elétrons, e o segundo termo ao acoplamento entre o OAM e o momento cristalino  $\vec{k}$ , causado pelo campo cristalino<sup>2</sup>. Esse Hamiltoniano foi investigado pela primeira vez por Bernevig et al [14] para o Silício (Si)- $p$ , que apresenta uma estrutura de diamante. Como estamos considerando um sistema centrossimétrico, podemos nos restringir, sem perda de generalidade, a  $\vec{k} = k_y \hat{y}$ . Assim, o Hamiltoniano passa a ser dependente apenas de  $L_y^2 k_y^2$ . Essencialmente, apenas esse termo é relevante para capturar informações sobre o acoplamento entre OAM e a rede. Os autovalores e autovetores são tais que  $H|u_k\rangle = \lambda|u_k\rangle$ ,

$$H \sim L_y^2 = L_y = \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \lambda(\lambda - 2)(\lambda - 2) = 0, \quad (2.2)$$

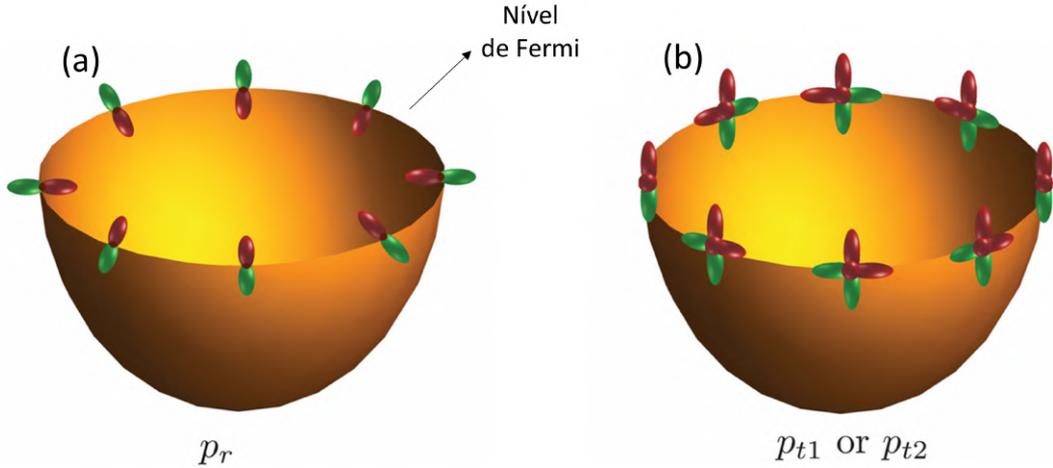
onde encontramos os autovalores  $\lambda = 0$ , correspondente a energia  $E = Ak^2$ , e  $\lambda = 2$  correspondente a energia  $E = Ak^2 - B\hbar^2 k^2/2$ , com multiplicidade 2. Um cálculo simples

<sup>1</sup> $|p_x\rangle$  e  $|p_y\rangle$  representam os estados quânticos de um átomo associados ao orbital  $p$ , caracterizados por uma distribuição de densidade eletrônica que é simétrica em torno dos eixos  $x$  e  $y$ , respectivamente.

<sup>2</sup>Estamos desconsiderando contribuições do SOC, que poderia alterar a forma do Hamiltoniano da Equação 2.1. Além disso, termos de primeira ordem do tipo  $\vec{k} \cdot \vec{L}$  se anulam devido a simetria do sistema.

fornece os autovetores  $|u_{rk}\rangle = |p_y\rangle$  para  $\lambda = 0$ , e  $|u_{tk}\rangle = |p_x\rangle$ ,  $|u_{t_2k}\rangle = |p_z\rangle$ , para  $\lambda = 2$ . Os subíndices  $r$  e  $t$  indicam que esses autovetores, ou estados quânticos do sistema, são radiais ou tangenciais com relação a escolha  $\vec{k} = k_y \hat{y}$ . Como o sistema é centrossimétrico, isso corresponde ao surgimento de texturas radiais e tangenciais, como ilustrado na Figura 2. Embora o desenvolvimento que realizamos foi restrito ao orbital  $p$ , situações semelhantes a essa devem ocorrer para outros tipos de orbitais, como  $d$ , e  $f$ , com diferenças que se devem às características específicas de cada um. Definimos, portanto, textura orbital como a organização espacial dos orbitais eletrônicos para os elétrons próximo ao nível de Fermi, geralmente determinada pelas simetrias do material e pelo campo cristalino. Essas texturas pode influenciar fenômenos como o OHE, onde a orientação e a distribuição dos orbitais desempenham um papel crucial na resposta do sistema.

Figura 2: Texturas orbitais em um sistema orbital  $p$ . Textura radial ( $p_r$ ) e (b) tangenciais ( $p_{t_1}$  ou  $p_{t_2}$ ) à superfície de Fermi de um material tridimensional. Note que há dois tipos de orbitais tangenciais.



Fonte: [12]

### 2.1.2 Geração Dinâmica do OHE

Agora, vamos demonstrar um mecanismo do OHE baseado nas texturas orbitais apresentadas na Figura 2. Para isso, utilizaremos um modelo simples e intuitivo de duas bandas, que captura características essenciais do mecanismo e pode ser generalizado para sistemas mais complexos. No espaço recíproco, definimos os estados radiais e tangenciais de acordo com a Figura 4

$$|u_{rk}\rangle = \cos(\phi_k)|p_x\rangle + \sin(\phi_k)|p_y\rangle, \quad (2.3)$$

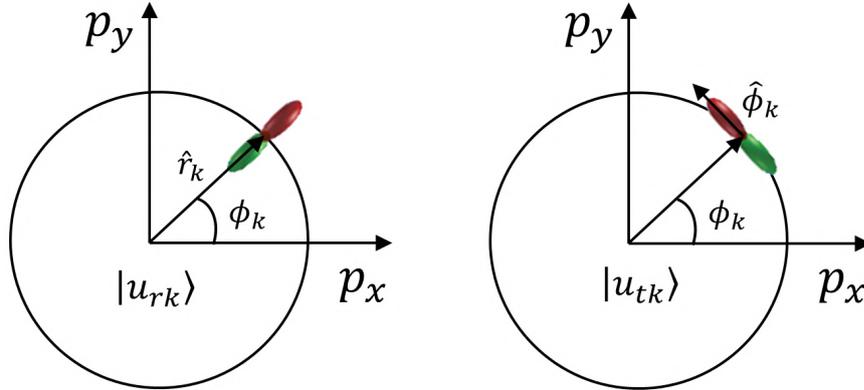
$$|u_{tk}\rangle = -\sin(\phi_k)|p_x\rangle + \cos(\phi_k)|p_y\rangle, \quad (2.4)$$

onde  $|u_{rk}\rangle$  é o estado definido para um ponto no raio do círculo de Fermi, com ângulo  $\phi_k$  em relação a  $k_x$ , e o estado  $|u_{tk}\rangle$  é definido ao longo do versor tangente  $\hat{\phi}_k$ , perpendicular ao raio, no círculo de Fermi. Como demonstramos anteriormente, os estados  $|u_{rk}\rangle$  e  $|u_{tk}\rangle$  são autoestados do Hamiltoniano  $H$  da Equação 2.1, que formam uma base ortonormal. Assim,  $H$  torna-se diagonal nessa base, sendo escrito como

$$H = E_{rk}|u_{rk}\rangle\langle u_{rk}| + E_{tk}|u_{tk}\rangle\langle u_{tk}|. \quad (2.5)$$

Note que o Hamiltoniano da Equação (2.1) preserva as simetrias de reversão temporal e inversão espacial.

Figura 3: Representação dos vetores radial ( $\hat{r}_k$ ) e tangencial ( $\hat{\phi}_k$ ) no espaço formado pelas bases  $p_x$  e  $p_y$ . O vetor  $\hat{r}_k$  aponta na direção do raio associado ao ângulo  $\phi_k$ , enquanto o vetor  $\hat{\phi}_k$  é perpendicular a ele e segue a direção do movimento tangencial ao círculo.



Fonte: o autor (2025).

Em átomos isolados, os estados eletrônicos são soluções da equação de Schrödinger em um potencial central simétrico  $V(\vec{r})$ . A simetria esférica desse potencial permite que o momento angular orbital  $\vec{L}$  seja um bom número quântico, e suas componentes, como  $\hat{L}_z$ , podem assumir valores bem definidos, associados ao número quântico  $m_l$ , que representa a projeção do OAM ao longo do eixo  $z$ . Nos orbitais  $p$ , essa simetria resulta em estados quânticos degenerados e com misturas entre  $m_l = 1$  e  $m_l = -1$ , levando a  $\langle \hat{L}_z \rangle = 0$  [8]. Quando um átomo ou íon é colocado em um campo cristalino (gerado pelos íons vizinhos em uma rede cristalina), a simetria esférica do potencial é quebrada, sendo substituída pela simetria específica do cristal (cúbica, tetragonal, etc.). O potencial eletrostático deixa de

ser central, passando a depender da estrutura do cristal. Essa quebra de simetria resulta na remoção da degenerescência dos estados orbitais, de forma que os estados anteriormente degenerados, como os de  $m_l = \pm 1$ , passam a ter energias distintas. Mesmo ocorrendo a formação de texturas orbitais, como as descritas para uma rede centrossimétrica de orbitais  $p$ , ainda ocorre a supressão do OAM, pois os estados  $|u_{tk}\rangle$  e  $|u_{rk}\rangle$  são escritos como combinação linear dos estados  $|p_x\rangle$  e  $|p_y\rangle$ .

Também podemos visualizar o *quenching* do OAM baseado na simetria do sistema. Quando o campo elétrico é nulo ( $\vec{E} = 0$ , estado de equilíbrio), o sistema se encontra no estado estacionário. Para um estado tangencial, o valor esperado de  $\hat{L}_z$  é dado por:

$$\langle L_z \rangle = \int d^3r \psi_{tk}^\dagger(r) \hat{L}_z \psi_{tk}(r) \quad (2.6)$$

$$\langle L_z \rangle = -i\hbar \int d^3r \psi_{tk}^\dagger(r) (x\partial_y - y\partial_x) \psi_{tk}(r). \quad (2.7)$$

O operador  $\hat{L}_z \sim (x\partial_y - y\partial_x)$  é ímpar sob a operação de inversão espacial ( $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ ). Assim, as coordenadas  $x$ ,  $y$  e as derivadas  $\partial_y$  e  $\partial_x$  mudam de sinal. Quando consideramos um sistema centrossimétrico, a integral da Equação (2.7) torna-se nula, pois qualquer contribuição positiva é cancelada por uma contribuição negativa. Assim, ocorre *quenching* do OAM, ou seja,  $\langle \hat{L}_z \rangle = 0$ . A aplicação de um campo elétrico  $\vec{E}$  perturba o sistema, retirando-o de um estado de equilíbrio. A evolução temporal do novo estado do sistema, captura informações essenciais sobre a hibridização entre os orbitais eletrônicos provocada por essa perturbação. Quando  $\vec{E}$  atua no sistema, o estado tangencial se desloca de  $k$  para  $k + \delta k$ , e o ângulo  $\phi_k$ , representado na Figura 4, varia para  $\phi_k + \delta\phi_k$ . Por exemplo, para o estado  $|u_{tk}\rangle$ , usando expansão das funções  $\cos(\phi_k)$  e  $\sin(\phi_k)$  em série de Taylor, obtemos

$$|u_{tk}\rangle = |u_{tk+\delta k}\rangle + \delta\phi_k |u_{tk+\delta k}\rangle \equiv |\psi_{tk}(t=0)\rangle, \quad (2.8)$$

onde  $|u_{tk}\rangle$  é o estado no tempo  $t = 0$ , imediatamente após a aplicação de  $\vec{E}$ . Assim, a evolução temporal por um curto período de tempo  $\delta t$  é dada por

$$|u_{tk}\rangle = e^{-iE_{tk}\delta t/\hbar} |u_{tk+\delta k}\rangle + e^{-iE_{rk}\delta t/\hbar} \delta\phi_k |u_{rk+\delta k}\rangle \equiv |\psi_{tk}(t=0)\rangle. \quad (2.9)$$

Como a hibridização entre os orbitais induzida pelo campo elétrico ocorre em um tempo  $\delta t$  muito menor que o tempo relaxamento do OAM devido à dispersão por impure-

zas, o mecanismo da dinâmica orbital descrito até aqui é classificado como intrínseco [8, 22]. Este comportamento reflete a resposta natural do sistema à aplicação de um campo elétrico externo, antes que efeitos dissipativos ou de relaxamento, como os causados pelas impurezas, possam alterar a dinâmica. Note que a razão entre os dois coeficientes dos estados  $|u_{tk+k}\rangle$  e  $|u_{rk+k}\rangle$  é complexa, o que implica que a superposição contém componentes do tipo  $|u_{rk+\delta k}\rangle + i|u_{tk+\delta k}\rangle$ , que são autoestados do operador  $\hat{L}_z$ . Então, mesmo quando o OAM é completamente suprimido em equilíbrio, superposições interbandas induzidas dinamicamente podem gerar  $\langle \hat{L}_z \rangle \neq 0$ . Um cálculo explícito da Equação (2.9) resulta em [12].

$$\langle \hat{L}_z \rangle \propto \delta\phi_k. \quad (2.10)$$

Esse resultado caracteriza o surgimento de OAM positivo para  $k_y > 0$  ( $\delta\phi_k > 0$ ), e negativo para  $k_y < 0$  ( $\delta\phi_k < 0$ ) para um sítio na rede. Assim, dado que esse comportamento é válido para toda a rede devido à simetria, o campo  $\vec{E}$  cria um fluxo de elétrons ao longo da rede, que se propaga em um movimento combinado de translação e rotação, associada ao transporte de OAM para os sítios vizinhos, caracterizando o OHE, como ilustrado na Figura 1.

### 2.1.3 Dedução Rigorosa do OHE

Agora, deduziremos rigorosamente a geração dinâmica do OAM no sistema modelo definido na seção anterior. Primeiro, precisamos encontrar uma representação matricial para os operadores necessários. Como restringimos o estudo apenas no plano  $k_z = 0$ , a simetria do problema faz com que  $\langle \hat{L}_x \rangle = \langle \hat{L}_y \rangle = 0$ . Então, apenas  $\langle \hat{L}_z \rangle$  ser diferente de zero. A partir das Equações (2.3) e (2.4), a representação matricial de  $\hat{L}_z$  torna-se

$$\hat{L}_z = \begin{pmatrix} \langle u_{rk} | \hat{L}_z | u_{rk} \rangle & \langle u_{rk} | \hat{L}_z | u_{tk} \rangle \\ \langle u_{tk} | \hat{L}_z | u_{rk} \rangle & \langle u_{tk} | \hat{L}_z | u_{tk} \rangle \end{pmatrix} = i\hbar \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

onde  $\hat{L}_z |p_x\rangle = i\hbar |p_y\rangle$  e  $\hat{L}_z |p_y\rangle = -i\hbar |p_x\rangle$ . Note que os elementos da diagonal principal, correspondentes ao OAM em estados de equilíbrio, são zero. Já os elementos fora da diagonal principal surgem devido à geração dinâmica do OAM, resultante da mistura entre estados orbitais radial e tangencial. Uma observação importante é que a representação matricial de  $\hat{L}_z$  que aparece na Equação (2.11) é exatamente a representação matricial do operador de rotação  $\hat{R}_z\left(\frac{\pi}{2}\right) = e^{-i\frac{\pi}{2}\hat{L}_z/\hbar}$ , em que o subíndice  $z$  indica que a rotação ocorre

em torno do eixo  $z$ . Outro operador necessário é o operador velocidade  $\hat{v}$ , que é definido como uma derivada do Hamiltoniano, isto é,

$$\begin{aligned}\hat{v}(\vec{k}) &= \frac{1}{\hbar} \partial_k \hat{H}(\vec{k}) \\ &= |u_{rk}\rangle v_r(k) \langle u_{rk}| + |u_{tk}\rangle v_t(k) \langle u_{tk}| + \\ &\quad + \frac{1}{\hbar} [|\partial_k u_{rk}\rangle E_{rk} \langle u_{rk}| + |\partial_k u_{tk}\rangle E_{tk} \langle u_{tk}| + \\ &\quad + |u_{rk}\rangle E_{rk} \langle \partial_k u_{rk}| + |u_{tk}\rangle E_{tk} \langle \partial_k u_{tk}|],\end{aligned}\quad (2.12)$$

$v_{r(t)}(k) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial}{\partial k} E_{r(t)}(k)$  é a velocidade de grupo eletrônica para a banda radial (tangencial). A representação do elemento de matriz do operador  $\hat{v}(\vec{k})$  é dada por  $v_{ij}(k) = \langle u_{ik} | \hat{v}(\vec{k}) | u_{jk} \rangle$ , onde  $v_{ij}$  representa as componentes do operador  $\hat{v}(\vec{k})$  projetadas nos estados  $i$  e  $j$ , com  $i, j = r, t$ . Além disso, os termos da diagonal secundária podem ser simplificados usando conexões de Berry [12], então

$$\hat{v}(\vec{k}) = \begin{pmatrix} v_r(k) & \frac{1}{\hbar}(E_{rk} - E_{tk})\partial_k \phi_k \\ \frac{1}{\hbar}(E_{rk} - E_{tk})\partial_k \phi_k & v_t(k) \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

As contribuições diagonais estão associadas às velocidades de grupo das bandas radial e tangencial. As contribuições fora da diagonal principal surgem da dependência dos estados  $|u_{nk}\rangle$  com relação a  $k$ . Agora, definindo o operador corrente orbital como o anticomutador entre os operadores  $\hat{L}_z$  e  $\hat{v}$ , temos [22, 23]

$$\hat{J}_L(\vec{k}) = \frac{1}{2} \left\{ \hat{L}_z, \hat{v}(\vec{k}) \right\}. \quad (2.14)$$

Usando as Equações (2.11) e (2.13), encontramos

$$\hat{J}_L(\vec{k}) = \frac{i\hbar}{2} [v_r(k) + v_t(k)] \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

O que chamamos de corrente orbital (ou densidade de corrente orbital) surge da equação  $\vec{J}_L = \text{Re} \langle \hat{J}_L(\vec{k}) \rangle = \text{Re} \int d^3k / (2\pi)^3 f(k) \hat{J}_L(\vec{k})$ , onde a função distribuição  $f(k)$  descreve a ocupação dos estados de momento  $\vec{k}$  em sistemas fora do equilíbrio, levando em conta a perturbação externa, como um campo elétrico. Ela pode ser calculada a partir das funções de Green, que capturam a resposta do sistema à perturbação e a ocupação não-

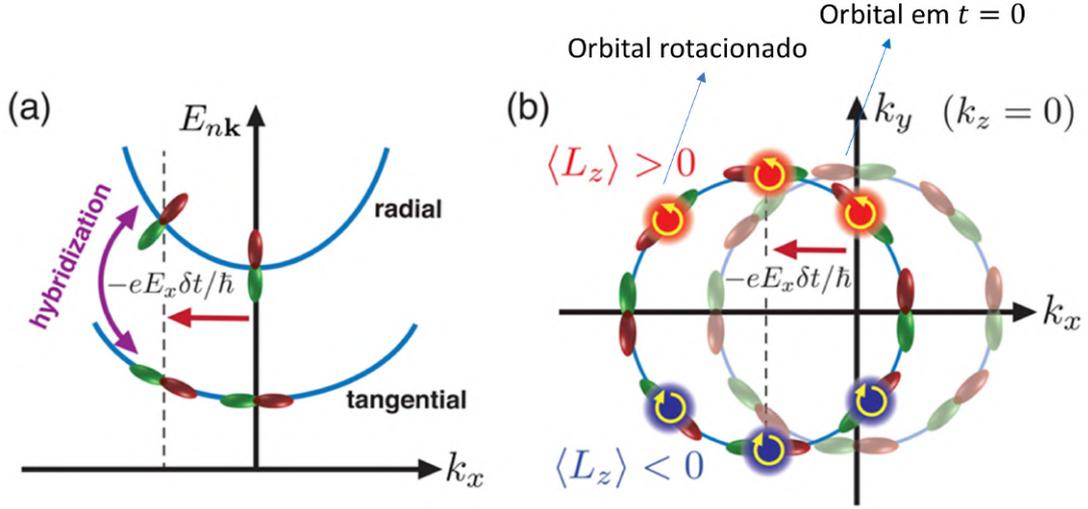
térmica dos estados. Os termos de integração do tipo  $\int d^3k/(2\pi)^3 f(k) (v_r(k) + v_t(k))$  representam uma corrente de carga  $\vec{J}_c$  devido à velocidade de grupo dos elétrons no estado tangencial ou radial. De acordo com a Equação (2.15), a corrente orbital  $\vec{J}_L$  é obtida a partir da rotação em  $\pi/2$  do vetor  $\vec{J}_c$ , ou seja,  $\vec{J}_L \propto (\vec{J}_c \times \hat{z})$ . Portanto, a equação que rege o OHE é escrita como

$$\vec{J}_L = (\hbar/2e) \theta_{\text{OH}} \left( \vec{J}_c \times \hat{\sigma}_L \right), \quad (2.16)$$

onde o fator  $\hbar/2e$  fornece a dimensão de  $\vec{J}_L$  (momento angular transportado por unidade de área por unidade de tempo),  $\theta_{\text{OH}} = \sigma_{\text{OH}}/\sigma_e$  é chamado de ângulo Hall orbital, que determina a eficiência de conversão orbital-carga, sendo  $\sigma_{\text{OH}}$  a condutividade orbital Hall,  $\sigma_e$  a condutividade elétrica e  $\hat{\sigma}_L$  a polarização da corrente orbital. Essa corrente orbital é, de forma geral, um tensor de segunda ordem, que, em coordenadas cartesianas, implica em nove componentes. Essa propriedade tensorial da corrente orbital será explorada em detalhes nas seções seguintes.

A Figura 4 (a) ilustra a hibridização entre o estado radial e tangencial. A Figura 4 (b) mostra o efeito da aplicação de um campo elétrico (seta vermelha), que gera uma corrente orbital com polarização na direção  $z$  e fluxo ao longo do eixo  $y$ . Apesar da soma  $\langle v_y L_z \rangle = 0$ , existe  $\langle \hat{L}_z \rangle \neq 0$  positivo para  $k_y > 0$  e negativo para  $k_y < 0$ , responsável por criar um fluxo de OAM ao longo da direção  $y$ , devido à variação  $\partial_k E(k)$  nos estados orbitais tangenciais e radiais. O OAM acumulado flui entre orbitais localizados em sítios adjacentes na rede. Durante esse fluxo, o OAM é transferido de um átomo para outro, preservando as propriedades angulares do sistema.

Figura 4: (a, b) Ilustração do efeito orbital Hall (OHE) intrínseco a partir da textura orbital em um sistema centrossimétrico. O acoplamento spin-órbita (SOC) é ignorado para simplificação. (a) Hibridização dos estados radiais e tangenciais devido à aplicação de um campo elétrico  $\vec{E}$ . Aqui,  $k_y = k_z = 0$ . (b) Quando um elétron na banda inferior é deslocado de  $\vec{k}$  para  $\vec{k} + \delta\vec{k}$  por um campo elétrico externo  $\vec{E} \parallel \hat{x}$ , um momento angular orbital médio  $\langle L_z \rangle$  positivo (negativo) é induzido para o estado fora do equilíbrio com  $k_y > 0$  ( $k_y < 0$ ). Note que, embora o OAM líquido seja zero, existe uma corrente orbital  $\langle v_y L_z \rangle$  finita.



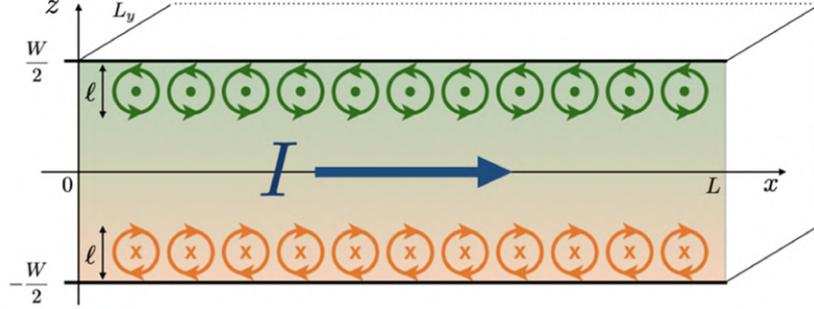
Fonte: adaptada de [12]

Fizemos então uma demonstração mais simples do OHE, levando em conta um modelo pictórico baseado nos orbitais  $p$ . Em seguida, apresentamos uma abordagem mais rigorosa, derivando o surgimento da corrente orbital a partir da definição dos operadores de velocidade  $\hat{v}$  e de momento angular  $\hat{L}_z$ . A seguir, iremos realizar uma dedução de uma expressão matemática para a magnetização orbital usando conceitos semiclássicos, ampliando ainda mais nossa compreensão do fenômeno.

#### 2.1.4 Magnetização Orbital via OHE: dedução semiclássica

O OHE é caracterizado pelo surgimento de OAM nas bordas de um material, como resultado da aplicação de um campo elétrico. Como o OAM está relacionado à geração de momento magnético orbital, torna-se relevante encontrar uma expressão matemática que descreva a magnetização orbital  $\vec{M}$ . Para isso, utilizaremos uma abordagem semiclássica, onde combinamos elementos da mecânica quântica e do eletromagnetismo clássico. O nosso sistema consiste de OAM ao longo da borda de uma amostra finita, onde flui uma corrente elétrica na direção  $x$ , como ilustrado na Figura 5.

Figura 5: Distribuição de OAM em um sistema (com dimensões  $L$ ,  $L_y$  e  $W$ , nos eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente) sob a aplicação de um campo elétrico, onde uma corrente  $I$  é induzida ao longo do eixo  $x$ . Este modelo representa uma amostra comprida e estreita (semelhante a uma fita) com  $L_y \ll L$ , e espessura  $W$  muito pequena, da ordem de nanômetros.



Fonte: [24]

Algumas definições são importantes para este desenvolvimento. Para um diferencial do grande potencial  $d\Omega$ , escrevemos  $d\Omega = -\vec{M} \cdot d\vec{B}$ , onde  $\vec{M}$  é o momento magnético total da amostra, e  $\vec{B}$  é um diferencial de campo magnético externo homogêneo. pode-se definir a densidade do momento orbital considerando uma mudança de fluxo magnético  $d\phi$  através de uma pequena área bidimensional (um tubo de fluxo). Neste caso, a nova variável  $\vec{M}$  tem um significado de densidade de momento orbital bidimensional (2D) (momento magnético por área 2D no plano perpendicular ao fluxo),  $d\Omega = -\vec{M} \cdot d\hat{\phi}$ . Na geometria do problema, a magnetização orbital fora do equilíbrio aponta na direção  $y$ , que é formada nas superfícies superior e inferior. Para modelar o momento magnético local, vamos supor que o campo magnético externo  $\vec{B}$  seja em forma de linha

$$\vec{B} = \phi_0 \delta(x - x_0) \delta(z - z_0) \hat{y}, \quad (2.17)$$

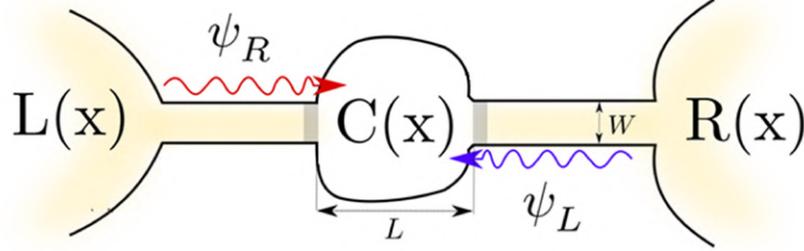
onde  $\phi_0$  é o fluxo magnético através de uma pequena área bidimensional (um tubo de fluxo). Em analogia com as deduções anteriores, o campo  $\vec{B}$  deve simular o surgimento de um OAM de não equilíbrio. O potencial vetor  $\vec{A}$  associado ao campo  $\vec{B}$  é dado por

$$\vec{A} = \phi_0 \left( \frac{-1}{2\pi} \frac{(z - z_0)\hat{x} + (x - x_0)\hat{z}}{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2} \right). \quad (2.18)$$

Ao aplicar uma diferença de potencial elétrica  $V$  para gerar a corrente  $I$ , criamos dois reservatórios com diferentes potenciais químicos  $\mu$ . Se desprezarmos a resistência elétrica e as colisões entre os elétrons (regime balístico), podemos modelar o transporte usando o

formalismo de Landauer-Büttiker, ilustrado na Figura 6.

Figura 6: Canal balístico de condução. O elétron pode se propagar da esquerda  $L(x)$  para a direita  $R(x)$  ou da direita para a esquerda, dependendo da diferença de potencial químico  $\Delta\mu$ .



Fonte: o autor (2025).

Vamos usar funções de onda para descrever os estados transversais e os estados de condução para um elétron. Estamos procurando soluções separáveis do tipo  $\psi(\vec{r}) = \chi(x)\eta(y)\phi(z)$ . Considerando que ao longo de  $W$  os estados são ligados como em um poço infinito, então

$$\phi(z) = \sqrt{\frac{2}{W}} \cos(k_z z), \quad (2.19)$$

onde  $k_z = (2n - 1)\pi/W$ , com  $n$  inteiro.

Por outro lado, na direção  $y$ , temos  $L_y \gg W$ , e os estados não são ligados. O elétron se comporta como livre, o que leva à divergência na normalização da função de onda. Para contornar este problema, usaremos as condições de contorno periódicas [8], ou seja,  $\eta(y = 0) = \eta(y = L_y)$ , que resulta em

$$\eta(y) = \frac{1}{\sqrt{L_y}} e^{ik_y y}, \quad (2.20)$$

com  $k_y = 2\pi m/L_y$ , onde  $m$  é um número inteiro positivo. Analogamente, para a direção  $x$ , encontramos  $k_x = 2\pi q/L$ , com  $q$  também inteiro positivo. Portanto, as funções de onda do sistema são

$$\psi_{R,L}(r) = \sqrt{\frac{2}{WLL_y}} e^{\pm ik_x x} e^{ik_y y} \cos(k_z z), \quad (2.21)$$

em que  $\pm$  indica a direção da corrente elétrica. Usando a equação de Schrödinger in-

dependente do tempo, encontramos as energias do sistema  $E = E_x + E_{\parallel}$ , onde  $E_{\parallel}$  é a energia discreta do sistema nas direções  $y$  e  $z$ , definidas pelos números quânticos  $n, m$ , e as dimensões consideradas em nosso sistema modelo  $L_x \gg L_y \gg W$ .

O próximo passo do nosso desenvolvimento é encontrar a densidade de corrente de carga a partir das funções de onda quânticas e, em seguida, calcular a corrente elétrica total. O operador densidade de corrente  $\hat{J}_c$  é dado por

$$\hat{J}_c = \frac{ie\hbar}{2m} \left( \psi^\dagger (\vec{\nabla} \psi) - (\vec{\nabla} \psi^\dagger) \psi \right). \quad (2.22)$$

Estamos considerando uma corrente de carga ao longo do eixo  $x$ , de modo que a densidade de corrente se torna

$$\vec{J}_c = \hat{J}_c \psi_R = \frac{2v_x e}{W L L_y} \cos^2(k_z z). \quad (2.23)$$

A corrente elétrica é obtida tomando a integral da Equação (2.23) no plano  $yz$ :

$$i_R = \int_{-W/2}^{W/2} \int_0^{L_y} \frac{2v_x e}{W L L_y} \cos^2(k_z z) dy dz = \frac{ev_x}{L}. \quad (2.24)$$

Esta é a corrente elétrica que flui no sentido positivo (direita), para um dado  $k_x, k_z$ . A corrente elétrica total  $I$  é a soma sobre todos os estados no espaço recíproco

$$I = \sum_{n,m} \sum_{k_x > 0} [i_R f_R(E) - i_L f_L(E)]. \quad (2.25)$$

onde  $i$  é o módulo da corrente elétrica e  $f(E)$  é a distribuição de Fermi-Dirac. Como  $k_x$  é aproximadamente contínuo, então  $\sum_{k_x > 0} \approx \frac{L}{2\pi\hbar} \int \frac{dE_x}{v_x}$ . Substituindo na Eq. (2.25), e tomando  $i_L = i_R = i_x$ , temos:

$$I = \frac{L}{2\pi\hbar} \sum_{n,m} \int \frac{dE_x}{v_x} i_x [f_R(E) - f_L(E)]. \quad (2.26)$$

Considerando a aplicação de uma pequena diferença de potencial  $V$ , de modo que não altere muito a função de Fermi-Dirac, temos que  $f_R(E) - f_L(E) \approx \frac{df(E)}{dE}$ , e podemos usar a aproximação  $\frac{df(E)}{dE} \approx -\delta(E - E_F)eV$ . Portanto, usando esta relação na Equação (2.26), somando sobre todos os estados dados pelos níveis  $n, m$  até o nível de Fermi, e usando  $k_F = \sqrt{2mE_F}/\hbar$ , temos:

$$I = \frac{e^2 V^2}{2\pi\hbar} W L_y \nu E_F, \quad (2.27)$$

onde definimos  $\nu = m/2\pi\hbar^2$ . A expressão da Equação (2.27) é precisamente a corrente elétrica no formalismo de Landauer-Büttiker.

Agora, estamos interessados em encontrar a densidade magnética orbital  $\mathcal{M}(\vec{r}_0)$ . Para um pequeno potencial  $eV$ , podemos usar a teoria da perturbação independente do tempo usando o seguinte Hamiltoniano

$$H = \frac{P^2}{2m} - \frac{e}{m} \vec{A} \cdot \vec{p} + \frac{e^2}{2m} A^2 - eV. \quad (2.28)$$

Considerando  $eV \ll 1$  e desprezando termos de segunda ordem, temos

$$\delta E = - \int d^3r J_c A_x, \quad (2.29)$$

onde  $A_x$  é a componente  $x$  do potencial vetor. Usando cálculos semelhantes ao da Equação (2.27) e expansões de funções de Bessel tipo 1, obtemos [24]

$$\mathcal{M}(r_0) = \frac{\delta E}{d\phi_0} = \frac{1}{2\pi} \int d^3r \frac{J_c(z - z_0)}{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2} = \frac{2Iz_0}{W}. \quad (2.30)$$

Note que a magnetização total, dada pela integral da componente  $\mathcal{M}(x_0, z_0)$  em  $x_0, z_0$  é nula devido a simetria do problema, ou seja, para  $z > 0$ , temos  $\mathcal{M}(r_0) > 0$  e, para  $z < 0$ , temos  $\mathcal{M}(r_0) < 0$ .

A seguir, apresentaremos o OHE em sua forma mais geral, levando em consideração o caráter tensorial da corrente orbital.

### 2.1.5 Efeito Orbital Hall Anômalo

Nesta seção apresentaremos as relações matemáticas e físicas que definem o efeito orbital Hall anômalo (AOHE). Cronologicamente, a contraparte de spin foi descoberta primeiro, ou seja, o efeito spin Hall anômalo (ASHE) [25]. Mas, como veremos nas próximas seções sobre spintrônica, os efeitos de spin e orbital, matematicamente, podem ser descritos de forma semelhante.

Para descrever o AOHE, vamos considerar uma corrente orbital  $j_{ij}^I$  gerada por uma corrente de carga  $\vec{J}_c$ . Como a corrente orbital é um tensor de ordem 2, com polarização

orbital  $\hat{\sigma}_L$  possui 3 direções de possíveis de fluxo. Por outro lado, a corrente de carga é um vetor, ou seja, um tensor de ordem 1. Matematicamente, a relação mais geral entre essas grandezas, na região de resposta linear, é [25, 26]

$$j_L^{ij} = \left( \frac{\hbar}{2e} \right) \theta_{ij}^{OH} J_c^k, \quad (2.31)$$

onde  $\theta_{ij}^{OH}$  é um tensor ângulo Hall orbital de ordem 3, onde os elementos deste tensor são grandezas físicas intensivas, ou seja, características de cada material, portanto, independe da corrente de carga. No espaço cartesiano, os índices  $i, j, k = 1, 2, 3$  representam, respectivamente, as direções orientadas por  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$ ,  $\hat{z}$ . Na ausência de campo magnético, os únicos tensores de ordem diferente de zero disponíveis (além da corrente elétrica) são o parâmetro de ordem  $\vec{M}$  e o símbolo de Levi-Civita  $\epsilon_{ijk}$ . Se o parâmetro de ordem também puder participar do OHE, e se nos restringirmos à interação de primeira ordem entre o parâmetro de ordem e à geração de corrente orbital, então um tensor de ordem 3 possível que não contém  $\vec{M}$  pode ser apenas o símbolo de Levi-Civita, que é exatamente o OHE convencional. Outros tensores de ordem 3 possíveis, lineares em  $\vec{M}$ , contêm dois símbolos de Levi-Civita, de forma que é possível ter três índices livres ao contrair dois pares de índices entre os sete índices totais, de forma que o  $\theta_{ij}^{OH}$  mais geral é, [25, 26]:

$$\theta_{ij}^{OH} = \theta_0 \epsilon_{ijk} + \theta_1 M_l \epsilon_{iln} \epsilon_{jnk} + \theta_2 M_l \epsilon_{ink} \epsilon_{jln}, \quad (2.32)$$

onde  $\theta_0$  é o ângulo Hall orbital usual, que não interage com  $M_l$ , e  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  são os coeficientes anômalos do OHE. Os dois últimos podem ser reescritos como [25]:

$$[(\theta_1 + \theta_2) \delta_{ij} \delta_{kl \neq i} + \theta_1 \delta_{ik} \delta_{jl \neq i} + \theta_2 \delta_{il} \delta_{jk \neq i}] M_l. \quad (2.33)$$

Os termos que envolvem mais de um parâmetro de ordem correspondem a interações de ordem superior, que, em geral, possuem uma resposta muito mais fraca em comparação com as interações de primeira ordem. Por essa razão, não iremos considerá-los. Assim, a partir da Equação (2.33), a forma mais geral para descrever o OHE em materiais com parâmetro de ordem é

$$j_{ij}^L = \frac{\hbar}{2e} [(\theta_1 + \theta_2) \delta_{ij} \delta_{kl \neq i} + \theta_1 \delta_{ik} \delta_{jl \neq i} + \theta_2 \delta_{il} \delta_{jk \neq i}] M_l J_c^k. \quad (2.34)$$

Para o efeito AOHE inverso, devemos ter

$$J_c^k = \frac{2e}{\hbar} [\theta_0 \epsilon_{ijk} + ((\theta_1 + \theta_2) \delta_{ij} \delta_{kl \neq i} + \theta_1 \delta_{ik} \delta_{jl \neq i} + \theta_2 \delta_{il} \delta_{jk \neq i}) M_l] j_{ij}^L, \quad (2.35)$$

onde  $\theta_{ij}^{OH} = \sigma_{OH}^{ij} / \sigma_e$ ,  $\sigma_{OH}^{ij}$  é o tensor de condutividade orbital Hall. Para calcular cada elemento tensorial, o índice  $k$  representa a direção da corrente de carga,  $i$  a direção da corrente orbital,  $j$  a polarização da corrente orbital, e  $l$  a direção do parâmetro de ordem. Portanto, isso generaliza o OHE convencional.

Tudo o que foi descrito até aqui está diretamente relacionado a efeitos que ocorrem no interior do material, ou seja, no *bulk* do material. Mesmo em condições reais, o OHE se manifesta de maneira robusta, mesmo quando o campo cristalino atua fortemente sobre átomos, suprimindo o OAM. Essa robustez torna o OHE um fenômeno notável em diferentes classes de materiais. Quanto à intensidade do OHE convencional, ele é mais pronunciado em materiais ou estruturas que maximizam o acoplamento orbital-rede e promovem uma separação transversal eficiente dos momentos orbitais sob a influência de um campo elétrico. Materiais com orbitais  $d$  ou  $f$ , devido ao maior momento angular associado ( $l = 2$  ou  $l = 3$ ), apresentam uma resposta orbital amplificada, intensificando o OHE. Além disso, o efeito é favorecido em materiais com baixa simetria cristalina, como estruturas triclinicas ou monoclinicas, onde a quebra de simetria facilita a separação dos momentos orbitais em diferentes direções.

A primeira detecção direta do OHE convencional foi usando efeito Kerr magneto-óptico (MOKE) em titânio (Ti). Foi medido o acúmulo de OAM nas superfícies do Ti, gerado por um campo elétrico externo. Os resultados experimentais foram consistentes com os cálculos teóricos, os quais confirmaram o OHE, destacando o papel crucial do OAM em sólidos [15]. Em um outro estudo recente, também com filmes de Ti, foi investigado o IOHE por meio de um processo de bombeamento orbital [16]. Da mesma forma, os resultados experimentais apenas puderam ser explicados no contexto de correntes orbitais e sua conversão em corrente de carga. Surpreendentemente, o AOHE inverso (AIOHE) foi descoberto recentemente [26] em uma liga antiferromagnética composta por Iridio e Manganês (IrMn), um material com o parâmetro de ordem dado pelo vetor de Néel. Neste estudo, foi medida uma corrente de carga em uma amostra configurada de modo que apenas o AIOHE se manifestasse. Os resultados experimentais revelaram sinais de grande magnitude, comparados ao IOHE do IrMn<sup>3</sup>.

Além dos efeitos no *bulk*, existem efeitos interfaciais decorrentes da quebra de simetria

---

<sup>3</sup>Em particular, no estudo [26] foi usado Ir<sub>20</sub>Mn<sub>80</sub>.

de inversão espacial. Em particular, o efeito orbital associado a essa quebra de simetria é o efeito orbital Rashba (ORE) e seu efeito inverso (IORE), que serão abordados na seção seguinte.

### 2.1.6 Efeito Rashba Orbital

Até aqui, consideramos elétrons itinerantes, que interagem com o campo cristalino e podem ser modificados pela aplicação de um campo externo. No entanto, agora queremos estudar um regime diferente: sistemas onde os elétrons já possuem um momento angular orbital intrínseco, característico de estados ligados. Para isso, adotamos uma descrição baseada em estados de Wannier, que enfatizam a localização espacial dos elétrons nos sítios da rede. Ao contrário das funções de Bloch, que são deslocalizadas e adequadas para descrever elétrons itinerantes, os estados de Wannier permitem tratar elétrons fortemente ligados, sendo mais apropriados para analisar a interação do OAM com quebras de simetria locais, como as encontradas em interfaces ou superfícies. A transição para essa descrição é essencial para compreender como a quebra da simetria de inversão pode induzir um momento de dipolo elétrico nos materiais. Assim, enquanto no primeiro caso estudamos como um campo elétrico externo pode gerar OAM em elétrons itinerantes, agora investigamos sistemas onde o OAM já está presente e analisamos como ele responde a perturbações externas. Essa mudança de abordagem é fundamental para o estudo de materiais como Bi, Sn e Au [27], onde o campo cristalino é relativamente fraco e os estados atômicos são quase degenerados. Os estados de Wannier são dados por:

$$\psi_{\vec{L},k}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{-i\vec{k}\cdot\vec{R}_j} \varphi_{\vec{L},k}(\vec{r}), \quad (2.36)$$

onde  $\vec{R}_j$  é o vetor de posição de um átomo na rede,  $N$  é o número total de sítios, e a soma é realizada sobre todos os estados de onda de Bloch  $\varphi_{\vec{L},k}(\vec{r})$ . Estes estados de Wannier têm a vantagem de estarem localizados espacialmente, o que os torna particularmente úteis para estudar a interação dos elétrons com o potencial local e os efeitos relacionados à quebra de simetria.

A partir da Equação (2.36), a densidade de probabilidade é

$$\left| \psi_{\vec{L},k}(\vec{r}) \right|^2 = \sum_j \left| \varphi_{\vec{L}}(\vec{r} - \vec{R}_j) \right|^2 + \sum_{j \neq l} e^{i\vec{k}\cdot(\vec{R}_j - \vec{R}_l)} \varphi_{\vec{L}}^\dagger(\vec{r} - \vec{R}_l) \varphi_{\vec{L}}(\vec{r} - \vec{R}_j). \quad (2.37)$$

O primeiro termo da Eq. (2.37) é independente da direção de  $\vec{L}$ , pois consiste simplesmente na soma dos módulos quadrados das funções de onda locais  $|\varphi_{\vec{L}}(\vec{r} - \vec{R}_j)|^2$ . O módulo ao quadrado de uma função de onda local,  $|\varphi_{\vec{L}}(\vec{r} - \vec{R}_j)|^2$ , representa a densidade de probabilidade de encontrar o elétron no sítio  $\vec{R}_j$ , e essa densidade é, por definição, independente da orientação do vetor  $\vec{L}$ . Por outro lado, o termo  $\varphi_{\vec{L}}(\vec{r} - \vec{R}_j)$  descreve a função de onda local associada a cada átomo, e sua forma depende explicitamente da direção de  $\vec{L}$ . Isso significa que a distribuição espacial da função de onda, e sua interação com outras funções de onda locais, pode ser sensível à orientação de  $\vec{L}$ . Em outras palavras, a simetria e a interação das funções locais podem variar dependendo da direção do OAM em cada sítio da rede. A partir desse resultado, pode-se encontrar a componente  $P_z$  do momento dipolar associada ao campo elétrico na interface/superfície  $\vec{E}_s$ , como

$$P_z(\vec{L}, k) = -e \int d^3r \left| \psi_{\vec{L}, k}(\vec{r}) \right|^2 z, \quad (2.38)$$

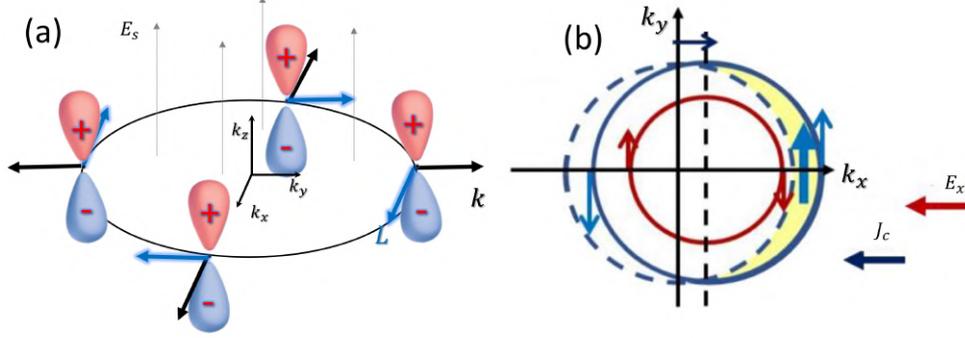
$$P_z(\vec{L}, k) = -e \sum_{j \neq l} e^{i\vec{k} \cdot (\vec{R}_j - \vec{R}_l)} \int d^3r \varphi_{\vec{L}}^\dagger(\vec{r} - \vec{R}_j) \varphi_{\vec{L}}(\vec{r} - \vec{R}_l) z. \quad (2.39)$$

Uma análise da Eq. (2.39), considerando apenas a interação entre os primeiros vizinhos, nos fornece uma solução do tipo [22].

$$P_z(\vec{L}, k) \sim ea^2 \left[ \hat{z} \cdot (\vec{L} \times \vec{k}) \right], \quad (2.40)$$

indicando que o momento dipolar depende tanto do OAM quanto do vetor  $\vec{k}$ . A Equação (2.40) leva ao Hamiltoniano orbital Rashba  $H_{\text{ORE}} = -\alpha_{\text{ORE}}(\vec{k} \times \vec{E}_s) \cdot \vec{L}$ , onde  $\alpha_{\text{ORE}}$  é o parâmetro orbital Rashba. Assim, em um sistema com quebra de simetria de inversão espacial em  $z$ , que permite que o OAM seja tratado como um grau de liberdade, o momento dipolar induzido ao longo do eixo  $z$  é gerado pelo produto vetorial entre os vetores  $\vec{L}$  e  $\vec{k}$ . Esse produto forma uma textura orbital na região de quebra de simetria. Uma representação teórica dessa dinâmica está ilustrada na Figura 7.

Figura 7: Representação da distribuição dos momentos de dipolo elétrico (a cor representa a polaridade elétrica) no espaço recíproco. A quebra de simetria de inversão espacial causa um forte campo elétrico  $\vec{E}_s$  responsável por criar o momento de dipolo elétrico  $P_z$ , resultante do produto vetorial entre  $\vec{L}$  e  $\vec{k}$ . (b) A aplicação de um campo elétrico na direção  $x$  resulta em um acúmulo líquido de polarização orbital na direção  $y$ .



Fonte: o autor (2025)

O surgimento do campo  $\vec{E}_s$  já é conhecido. No caso de uma superfície (ou interface), o campo elétrico perpendicular à interface surge naturalmente devido à reorganização atômica [28, 29]. Este campo elétrico é responsável por quebrar a degenerescência orbital, criando OAM finito com distribuição quiral no espaço recíproco (textura orbital). A formação dessa textura, como mostrado na Figura 7(a), pode ser de grande utilidade. Por exemplo, ao aplicar um campo elétrico externo ao longo do eixo  $x$ , ocorre um deslocamento do círculo de Fermi, fazendo com que novos estados se tornem acessíveis. Isso resulta em um desbalanço no OAM, como pode ser visto na Figura 7(b), onde  $\langle L_y v_z \rangle \neq 0$ . Ou seja, surge um acúmulo de OAM que pode se difundir como uma corrente orbital na direção  $z$  com polarização  $y$ . Esse efeito é conhecido como ORE direto. O ORE inverso ocorre de forma similar, onde uma densidade de OAM fora do equilíbrio induz uma corrente de carga no plano. A equação que define o IORE pode ser escrita como [16].

$$\vec{J}_c = \lambda_{\text{IORE}} \left( \hat{z} \times \delta \vec{L} \right), \quad (2.41)$$

onde,  $\lambda_{\text{IORE}}$  é o coeficiente orbital Rashba, que mede a eficiência da conversão orbital-carga por estados do tipo Rashba, e  $\delta \vec{L}$  representa a densidade orbital de não equilíbrio.

Um trabalho teórico recente previu um forte ORE em filmes de Cu oxidados [30], onde a hibridização entre estados  $p$  do oxigênio (O) e estados  $d$  do cobre (Cu) é responsável pela geração do ORE na interface Cu/O. Resultados experimentais também confirmaram este impactante resultado [31], onde o ORE foi excitado pela aplicação de um campo

elétrico na interface Pt/CuO<sub>x</sub>, sendo medido por meio da técnica de torque via FMR. Outro estudo investigou a mesma interface, mas com um enfoque diferente: uma corrente orbital foi conduzida até a interface Cu/O, resultando na geração de uma corrente de carga interfacial de grande magnitude. O aumento significativo do sinal observado, em comparação às amostras sem a camada de Cu/O, foi atribuído ao IORE [19]. Além disso, novos resultados [16] indicaram que, quando ocorre a oxidação natural em filmes de Cu (formando a interface Rashba Cu/O), os efeitos observados são mais pronunciados do que aqueles gerados pela oxidação reativa do CuO<sub>x</sub>. Em particular, amostras com camada de Cu naturalmente oxidada apresentam uma fase enriquecida com Cu<sub>2</sub>O. Essas descobertas foram fundamentais para entender os mecanismos subjacentes aos efeitos ORE e IORE, oferecendo uma abordagem promissora para aumentar a eficiência de nanodispositivos, especialmente com o uso da corrente orbital.

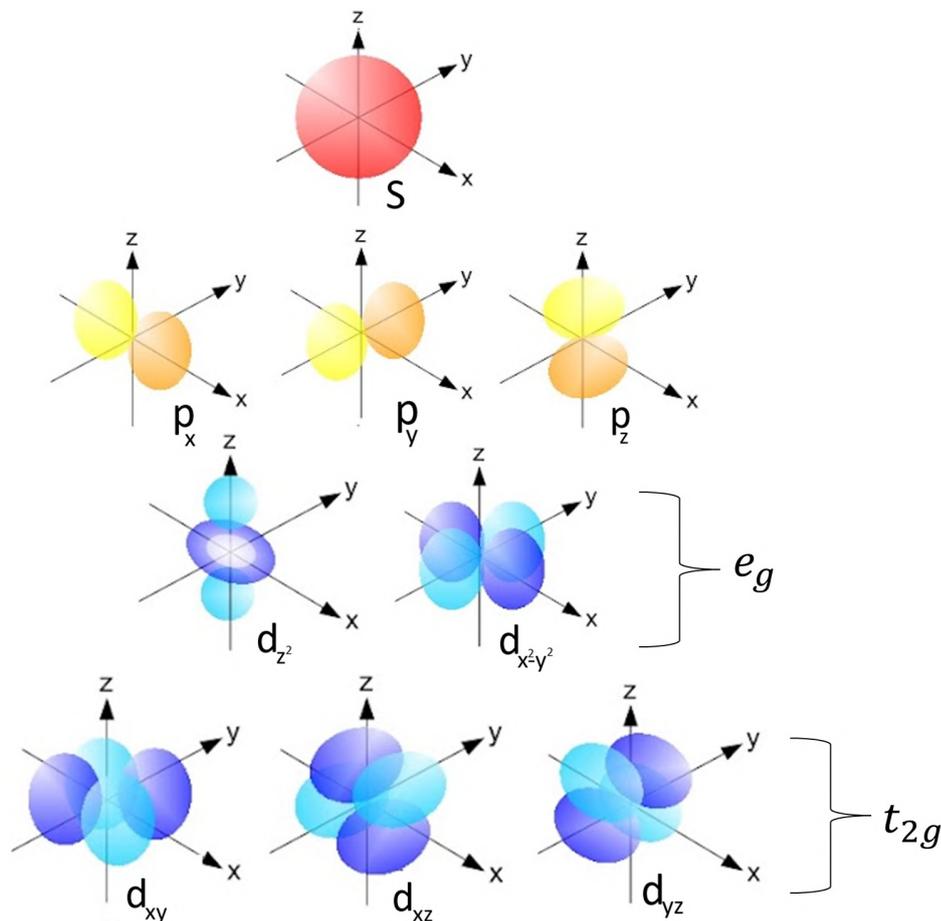
A próxima seção aborda um fenômeno igualmente importante, o SOC, que é responsável por acoplar o SAM ao OAM da rede cristalina. Este efeito desempenha um papel crucial na geração simultânea de correntes de spin e orbital, ampliando ainda mais o potencial dos materiais para aplicações em spintrônica e dispositivos baseados em correntes orbitais.

### 2.1.7 Campo Cristalino

Muitas propriedades dos materiais podem ser obtidas considerando os elétrons livres em um cristal, sem interagir entre si ou com o seu entorno. No entanto, para muitos materiais essas interações são significativas e não podem ser ignoradas. Vimos que em um cristal a interação do momento cristalino  $\vec{k}$  com o momento angular orbital  $\vec{L}$  resulta nas texturas orbitais. Essencialmente, estamos falando da interação do campo cristalino, que a ação da interação entre um átomo e seus vizinhos, que caracteriza no surgimento dos elétrons de Bloch.

Para entender o efeito do ambiente local devido ao cristal nos níveis de energia de um átomo, é necessário primeiro revisar as formas dos orbitais atômicos. As dependências angulares da densidade eletrônica dos orbitais  $s$ ,  $p$  e  $d$  são mostradas na Figura 8. Esta figura mostra apenas a parte angular das funções de onda para cada orbital; também existe uma parte radial. Somente os orbitais  $s$  são esfericamente simétricos; os outros têm uma dependência angular pronunciada. Isso é crucial porque os ambientes locais muitas vezes não são esfericamente simétricos, de modo que diferentes orbitais se comportam de maneiras diferentes.

Figura 8: A distribuição angular dos orbitais  $s$ ,  $p$  e  $d$ . Os níveis  $d_{z^2}$  e  $d_{x^2-y^2}$  são agrupados juntos e chamados de níveis  $e_g$ . Os níveis  $d_{xy}$ ,  $d_{xz}$  e  $d_{yz}$  são agrupados juntos e chamados de níveis  $t_{2g}$ . O orbital  $d_{z^2}$  às vezes é referido como  $d_{z^2}$ .

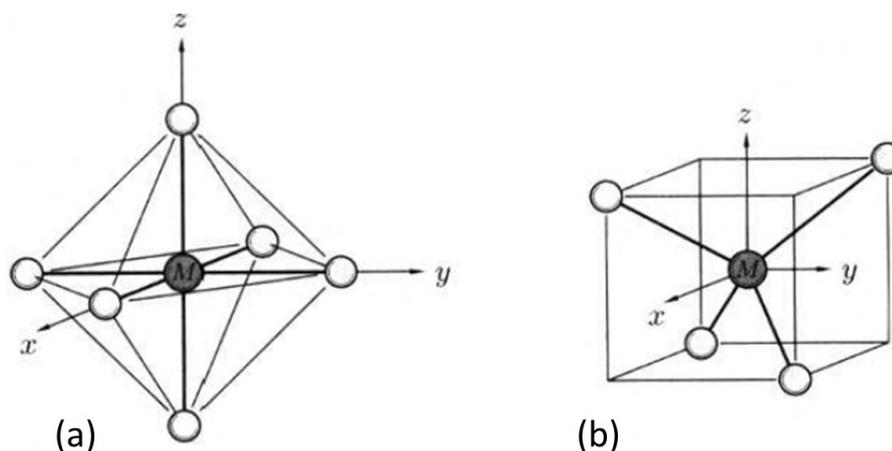


Fonte: o autor (2025)

O campo cristalino é um campo elétrico derivado dos átomos vizinhos no cristal. Na teoria do campo cristalino, os orbitais vizinhos são modelados como cargas pontuais negativas; uma melhoria nesta aproximação é a teoria do campo ligante, que é essencialmente uma extensão da teoria dos orbitais moleculares e que foca no papel dos orbitais  $d$  no íon central e sua sobreposição com orbitais nos íons vizinhos (ligantes) [32]. O tamanho e a natureza dos efeitos do campo cristalino dependem crucialmente da simetria do ambiente local. Um caso comum a ser considerado é o ambiente octaédrico. Isso ocorre porque, em muitos compostos de metais de transição, um íon de metal de transição está no centro de um octaedro, com um íon como o oxigênio em cada canto. O campo cristalino, nesse caso, surge principalmente da repulsão eletrostática das elétrons negativamente carregados nos orbitais de oxigênio [32]. Diagramas de ambientes octaédrico e tetraédrico são mostrados

na Figura 9

Figura 9: Um átomo de metal, M, em um ambiente (a) octaédrico e (b) tetraédrico. O ambiente octaédrico é encontrado em muitos óxidos de metais de transição, onde os ânions de oxigênio ficam nos cantos de um octaedro com o átomo de metal no centro. O ambiente tetraédrico pode ser convenientemente descrito considerando os cantos alternados de um cubo, como mostrado.

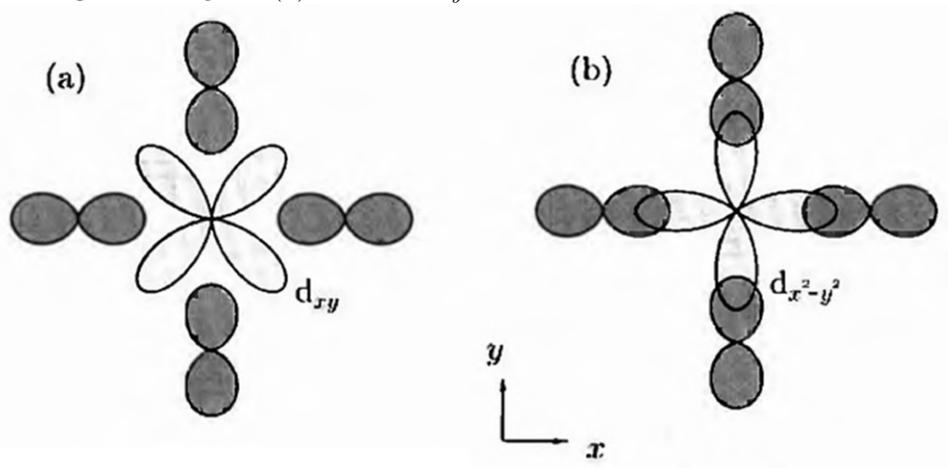


Fonte: [32]

Os orbitais  $d$  se dividem em duas classes: os orbitais  $t_{2g}$ , que apontam entre os eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$  (esses são os orbitais  $d_{xy}$ ,  $d_{xz}$  e  $d_{yz}$ ) e os orbitais  $e_g$ , que apontam ao longo desses eixos (o orbital  $d_{z^2}$ , que tem lóbulos apontando ao longo do eixo  $z$ , e o orbital  $d_{x^2-y^2}$ , que tem lóbulos apontando ao longo dos eixos  $x$  e  $y$ ). Suponha que um cátion contendo dez elétrons  $d$  seja colocado no centro de uma esfera de raio  $r$ , que é uniformemente carregada negativamente. Os orbitais  $d$  serão todos degenerados nesse ambiente esféricamente simétrico, embora a presença da carga eleve a energia de todo o sistema. Agora, imagine que a carga na esfera se concentre em seis cargas pontuais discretas, cada uma localizada no vértice de um octaedro, mas ainda na superfície da esfera. A energia eletrônica total de todos os orbitais  $d$  não mudará, mas os orbitais  $d$  não serão mais degenerados. O que foi criado agora é um ambiente octaédrico.

Para demonstrar que o ambiente afeta os orbitais de maneiras diferentes, considere a Figura 10, que mostra, em vista superior, dois orbitais  $d$  diferentes em um ambiente octaédrico (esta é a projeção da Figura 9 (a) no plano  $xy$ ). O campo cristalino é em grande parte produzido pelos orbitais  $p$  nos átomos vizinhos. É claro que o orbital  $d_{xy}$  (Figura 10 (a)) tem uma sobreposição menor com esses orbitais  $p$  vizinhos do que o orbital  $d_{x^2-y^2}$  (Figura 10 (b)) e, portanto, terá uma energia eletrostática mais baixa.

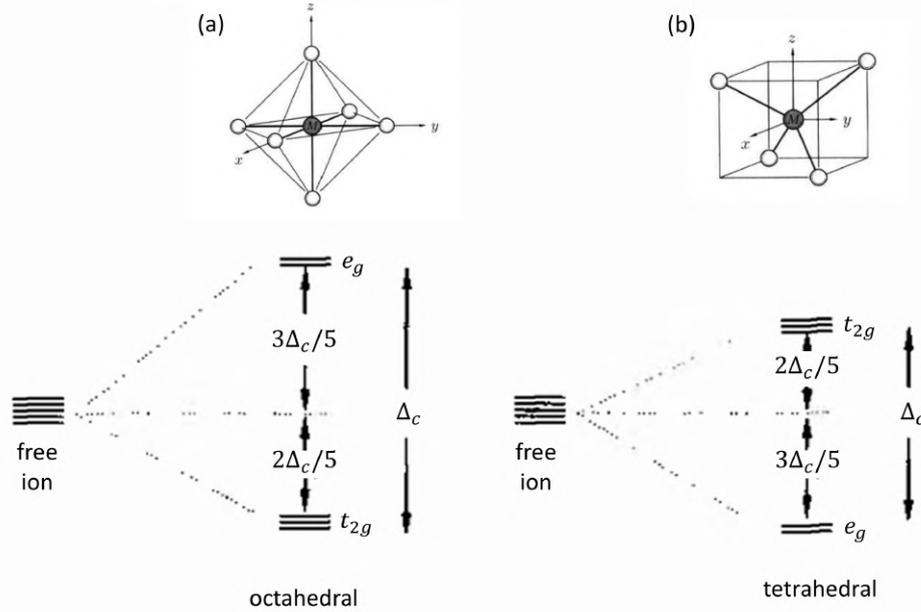
Figura 10: A origem do campo cristalino vem de uma interação eletrostática. (a) O orbital  $d_{x^2-y^2}$  é abaixado em energia em relação a (b) o orbital  $d_{xy}$  em um ambiente octaédrico.



Fonte: [32]

Em um ambiente octaédrico, as cargas positivas vizinhas se concentram nos pontos  $(\pm r, 0, 0)$ ,  $(0, \pm r, 0)$  e  $(0, 0, \pm r)$ . Os três orbitais  $d_{xy}$ ,  $d_{yz}$  e  $d_{xz}$ , que apontam entre os eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$ , terão a energia diminuída, mas os orbitais  $d_{x^2-y^2}$  e  $d_{z^2}$ , que apontam ao longo dos eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$ , terão a energia aumentada. Os cinco níveis, portanto, se dividem como mostrado na Figura 11 (a), com os níveis  $t_{2g}$  triplos reduzidos em energia e os níveis  $e_g$  duplos aumentados em energia. Se o ambiente local for algo diferente de uma simetria octaédrica, o campo cristalino pode até atuar no sentido oposto. Por exemplo, em um ambiente tetraédrico, os orbitais que apontam ao longo dos eixos agora evitam maximamente a densidade de carga associada aos átomos situados em quatro dos cantos do cubo que descrevem um tetraedro (veja a Figura 9 (b)). Assim, neste caso tetraédrico, os níveis  $e_g$  duplos são mais baixos em energia (veja a Figura 11 (b)).

Figura 11: O campo cristalino em um ambiente (a) octaédrico e (b) tetraédrico.



Fonte: [32]

Em metais como Ti e Ru, utilizados nesta tese, o campo cristalino é muito mais fraco do que em sistemas coordenados por ligantes, onde os efeitos do campo cristalino são mais pronunciados. No entanto, o campo cristalino ainda desempenha um papel fundamental no surgimento das texturas orbitais nesses materiais.

### 2.1.8 Acoplamento Spin-Órbita

O acoplamento spin-órbita (SOC, do inglês *spin-orbit coupling*) é uma interação energética fundamental que resulta de um efeito quântico relativístico, sem um análogo clássico, e descreve o acoplamento entre o OAM e o SAM do elétron. Considerando a situação em que um elétron se move sob um campo elétrico no sistema de referência do laboratório, no sistema de referência da partícula em movimento, o campo elétrico do laboratório se transforma em um campo magnético devido à transformada de Lorentz. Esse campo magnético pode interagir com o momento magnético do spin do elétron em uma forma de acoplamento Zeeman, o que leva à contribuição hamiltoniana [22, 33]

$$H_{\text{SO}} = \frac{1}{2m^2c^2} \vec{S} \cdot \left( \vec{\nabla}_r U(\vec{r}) \times \vec{p} \right), \quad (2.42)$$

onde  $U(\vec{r})$  é a energia potencial e  $\vec{S}$  é o spin do elétron. Para um elétron ligado a um átomo, o potencial sob o qual o elétron se move é esfericamente simétrico, isto é,  $U(\vec{r})$

depende apenas da distância radial  $r = |\vec{r}|$ . Neste caso, a Equação (2.42) pode ser reescrita como

$$H_{\text{SO}} = \frac{1}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial U(r)}{\partial r} \vec{L} \cdot \vec{S}. \quad (2.43)$$

onde  $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$  é o OAM para um elétron ligado.

O SOC é particularmente mais forte em elementos com número atômico elevado [8] (elementos  $4d$  e  $5d$ ), devido aos efeitos relativísticos mais pronunciados. Metais pesados, como platina (Pt), tântalo (Ta), tungstênio (W) e paládio (Pd) são amplamente utilizados, pois são conhecidos por apresentarem forte SOC.

### 2.1.8.1 Relação entre SOC e Campo Cristalino

O SOC e o campo cristalino podem competir na determinação da estrutura eletrônica de um material. O campo cristalino tende a suprimir o OAM, enquanto o SOC acopla o OAM ao SAM, promovendo a revitalização do OAM. Quando o campo cristalino é muito forte, ou seja, quando a energia de separação  $\Delta_c$  é muito maior que o efeito do SOC ( $\Delta_c \gg \text{SOC}$ ), o SOC é suprimido. No entanto, quando o SOC é dominante ( $\text{SOC} \gg \Delta_c$ ), ocorre o acoplamento entre OAM e SAM, formando um estado de momento angular total ( $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ ).

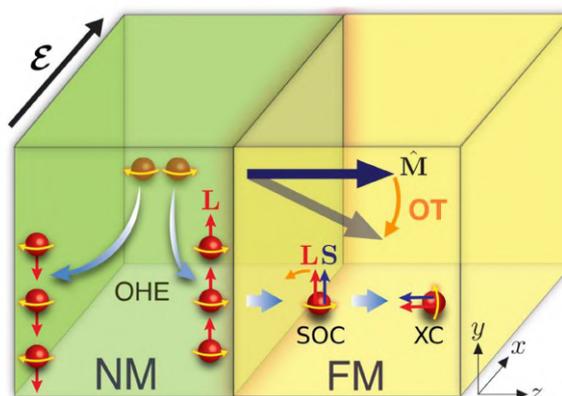
Em metais de transição  $3d$ , como o ferro (Fe), o campo cristalino costuma ser mais forte que o efeito do SOC [8]. Porém, a competição entre o SOC e o campo cristalino não deve depender apenas da intensidade dos efeitos, mas também da geometria e simetria do material. Por exemplo, em materiais com simetria cúbica, o campo cristalino pode ter um efeito mais pronunciado em relação a materiais com simetrias mais baixas, como os de simetria hexagonal ou tetragonal, onde a anisotropia do campo cristalino pode interagir de maneira diferente com o SOC.

### 2.1.8.2 Torque Orbital

O torque magnético é um conceito fundamental na spintrônica. A manipulação do torque magnético em dispositivos de memória, como as memórias magnéticas de acesso aleatório (MRAM), tem o potencial de criar dispositivos de armazenamento de dados mais rápidos, eficientes e com menor consumo de energia, quando comparados às tecnologias convencionais baseadas em carga elétrica [34, 35]. Como a corrente orbital transporta um

momento magnético, assim como a corrente de spin, a injeção de uma corrente orbital em um material ferromagnético (FM) pode gerar um torque na magnetização, como ilustrado na Figura 12. Esse tipo de torque, induzido pela injeção de corrente orbital, é denominado torque orbital (OT) [36]. Fenomenologicamente, o OT é semelhante ao torque de transferência de spin (ST), que é gerado pela injeção de corrente de spin [13], mas existem diferenças claras nos mecanismos microscópicos que os sustentam. Uma das principais distinções é que, enquanto o OAM não interage diretamente com o momento magnético local, o OT depende da presença do SOC no FM para que a transferência de OAM possa ocorrer. Isso se deve ao fato de que o OAM, por si só, não possui uma interação direta com a magnetização do material, exigindo a mediação do SOC para gerar o torque.

Figura 12: Mecanismo do OT em uma bicamada NM/FM. O OHE no NM resulta na injeção orbital (seta vermelha) no FM, onde ele se acopla ao spin (seta azul) via SOC. Assim, os estados emaranhados exercem um torque na magnetização.



Fonte: [13]

Uma característica importante do OT é que ele depende significativamente do tipo de FM escolhido, pois o OT está diretamente relacionado ao SOC no FM [13]. Essa dependência do SOC não é observada no ST [13]. O sinal relativo do OT depende da correlação spin-órbita no FM, que determina a conversão de orbital para spin [13]. Por exemplo, espera-se que a correlação spin-órbita seja positiva para FMs  $3d$  típicos (Fe, Co e Ni), mas negativa para o Gd.

Experimentos recentes observaram torques magnéticos intensos, mediados por correntes orbitais [31, 37], com alguns casos superando os torques gerados por correntes de spin. Dessa forma, torna-se essencial explorar novos mecanismos para aproveitar as correntes orbitais, ainda pouco investigados, com o objetivo de controlar a magnetização.

## 2.2 Teoria do Efeito Spin Hall

Nesta seção abordaremos discussões mais detalhadas sobre a dinâmica de spins em *bulk* e em interfaces. Em contraste com o OHE, o SHE depende diretamente do SOC para se manifestar [3, 12, 16, 19, 38]. Embora os efeitos relacionados ao spin tenham sido observados antes dos efeitos orbitais, estudos recentes sugerem que o OAM desempenha um papel primário nesses fenômenos, enquanto o SAM assume um papel secundário [12]. Esse entendimento é baseado no fato de que o OHE pode ocorrer independentemente da presença do SOC. Nesse contexto, os efeitos de spin emergem como consequência do acoplamento entre o SAM e OAM.

O SHE se refere a um fenômeno onde um campo elétrico externo induz um fluxo de SAM transversal ao campo, chamado de corrente de spin. Analogamente ao caso orbital, podemos definir o operador de corrente de spin ( $\hat{J}_S$ ) como [23].

$$\hat{J}_S = \frac{1}{2} \left\{ \hat{S}_z, \hat{v}(k) \right\}, \quad (2.44)$$

onde  $\hat{S}_z$  é o operador de spin, e  $\hat{v}(\vec{k})$  é o operador velocidade.

As primeiras investigações experimentais do SHE ocorreram no início dos anos 2000, com estudos realizados em materiais semicondutores, nos quais foi possível observar o efeito de forma direta, por meio da medição do acúmulo de spins nas bordas do material induzido por campo elétrico [38, 39]. Esses experimentos ajudaram a confirmar a existência do efeito e a estabelecer uma base experimental para o estudo da conversão entre corrente de carga e corrente de spin. Desde então, o SHE tem sido amplamente investigado, e seu entendimento tem evoluído significativamente, com novos avanços em materiais com alta mobilidade de spin, como metais pesados e materiais topológicos.

Com relação ao ISHE, no qual uma corrente de spin gera uma corrente de carga transversal, os primeiros experimentos foram realizados em 2005 [40] e, posteriormente, em 2006 [41]. Atualmente, tanto o SHE quanto o ISHE estão experimentalmente bem consolidados. Por outro lado, embora o OHE e o IOHE já sejam bem compreendidos pela comunidade científica, continuam sendo objeto de intensa investigação. Matematicamente, o SHE e ISHE são descritos por

$$\vec{J}_S = \left( \frac{\hbar}{2e} \right) \theta_{SH} \left( \vec{J}_c \times \hat{\sigma}_S \right), \quad (\text{SHE}) \quad (2.45)$$

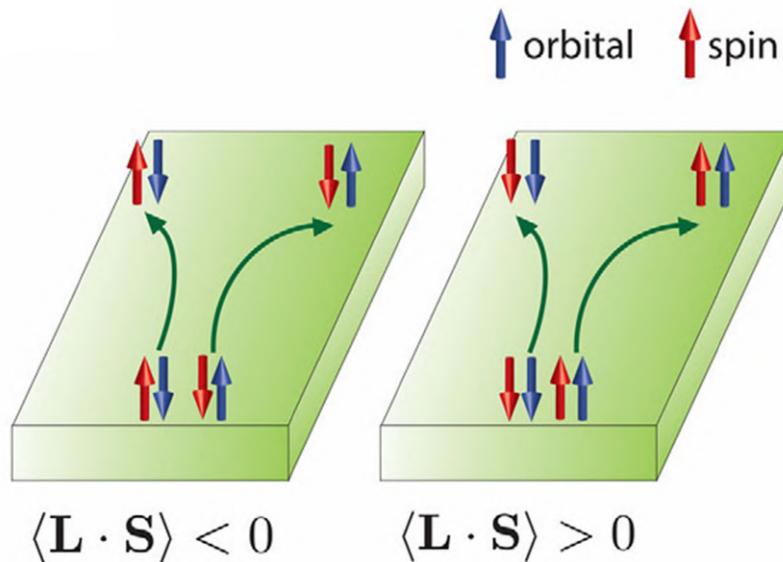
$$\vec{J}_c = \left(\frac{2e}{\hbar}\right) \theta_{SH} \left(\vec{J}_S \times \hat{\sigma}_S\right), \quad (\text{ISHE}) \quad (2.46)$$

onde  $\theta_{SH} = \sigma_{SH}/\sigma_e$ , e  $\sigma_{SH}$  é a condutividade de spin. O fator 2 surge devido ao spin 1/2 possuir 2 estados que contribuem para conversão spin-carga, e o fator 2 para a contraparte orbital (descrito em seções anteriores) é devido à contribuição das bandas  $k_y > 0$  e  $k_y < 0$  (Figura 4) ou ainda devido ao acoplamento  $LS$  em alguns materiais com forte SOC.

Embora os desenvolvimentos matemáticos rigorosos conduzam às equações para o OHE/IOHE e o SHE/ISHE, que descrevem com precisão os resultados experimentais, elas são frequentemente interpretadas como equações de caráter fenomenológico.

Ao aplicar um campo elétrico em materiais com forte SOC, ambos os efeitos (SHE e OHE) são estimulados. Neste caso, o sinal relativo entre OHE e SHE geralmente depende do sinal da correlação  $\langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle$ , conforme mostrado na Figura 13. Quando o SOC é positivo, os momentos angulares orbitais  $\vec{L}$  e de spin  $\vec{S}$  se acoplam de forma paralela, resultando em uma corrente spin-orbital alinhada na mesma direção. Por outro lado, quando o SOC é negativo,  $\vec{L}$  e  $\vec{S}$  se acoplam antiparalelamente, fazendo com que a corrente spin-orbital se manifeste em direções opostas.

Figura 13: Quando o SOC é levado em consideração, o SHE ocorre na mesma direção ou na direção oposta do OHE, dependendo se a correlação  $\langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle$  é positiva ou negativa. A conversão carga-spin ou carga-orbital ocorre por canais de conversão diferentes, sendo estados misturados apenas no transporte de momento angular (spin ou orbital).



Para gerar um forte OHE, é necessário que os orbitais tenham maior liberdade de movimento, facilitando a separação dos momentos angulares orbitais. Em materiais como a Pt, a simetria dos orbitais  $d$  e a localização dos elétrons tornam essa separação menos pronunciada, em comparação com a separação de spins no SHE. Isso significa que, embora o forte SOC possa gerar um SHE intenso, não implica necessariamente em um OHE igualmente forte. O SOC pode criar um forte acoplamento  $LS$ , mas o efeito OHE, sendo um processo dinâmico, exige mobilidade dos orbitais, o que pode ser restringido pela intensidade do SOC. Além disso, em situações onde a corrente orbital é gerada devido ao acoplamento  $LS$ , a relaxação orbital está diretamente relacionada à relaxação da corrente de spin [19]. Isso ocorre porque, nesse caso, os estados orbitais não surgem de um processo dinâmico devido à aplicação de campo elétrico externo, mas sim devido a um acoplamento local entre OAM e o SAM, mediado pelo SOC.

O SHE é fortemente afetado por mecanismos extrínsecos como espalhamentos locais em impurezas, que desviam os elétrons em direções diferentes baseados em seu spin. Como resultado, a magnitude do SHE tende a aumentar na presença dessas impurezas [42]. Seguindo a formulação proposta por Takahashi, S. e Maekawa S. [43], considere que a energia potencial de um elétron dentro de um metal normal devido a uma impureza é dada por

$$U(\vec{r}) = U_{\text{imp}} \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i), \quad (2.47)$$

sendo  $\vec{r}_i$  a posição da  $i$ -ésima impureza. O campo elétrico associado a esta energia potencial pode ser escrito como  $\vec{E}(\vec{r}) = -\frac{1}{e}\nabla U(\vec{r})$ . Quando um elétron se aproxima do alcance deste potencial com velocidade dada por  $\hat{p}/m = (\hbar/i)\nabla/m$ , sente a ação de um campo magnético efetivo, dado por

$$\vec{H}(\vec{r}) = -\frac{1}{mc}\hat{p} \times \vec{E}(\vec{r}). \quad (2.48)$$

Essa interação leva ao acoplamento spin-órbita, que pode ser escrito como

$$U_{\text{so}}(\vec{r}) = -\mu_B \hat{\sigma} \cdot \vec{H} = \eta_{\text{so}} \hat{\sigma} \cdot [\nabla V(\vec{r}) \times \frac{\nabla}{i}], \quad (2.49)$$

onde  $\hat{\sigma}$  são as matrizes de Pauli e  $\eta_{\text{so}}$  o parâmetro de acoplamento spin-órbita. Dessa maneira, a energia potencial total  $U_T$  devido a impurezas no metal pode ser escrita como:

$$U_T(\vec{r}) = U(\vec{r}) + U_{\text{so}}(\vec{r}). \quad (2.50)$$

O espalhamento dos elétrons de condução entre os estados  $|\vec{k}\sigma\rangle$  com momento  $\vec{k}$  e spin  $\sigma$  pode ser descrito pela amplitude de espalhamento, dada por

$$U_{\vec{k}'\vec{k}}^{\sigma'\sigma} = \langle \vec{k}'\sigma' | \vec{k}\sigma \rangle = U_{\text{imp}} \left[ \delta_{\sigma'\sigma} + i\eta_{\text{SO}} \hat{\sigma}_{\sigma'\sigma} \cdot (\vec{k} \times \vec{k}') \right] \sum_j e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\cdot\vec{r}_j}. \quad (2.51)$$

Os estados espalhados  $|\vec{k}^+\sigma\rangle$ , em primeira ordem de perturbação, podem ser escritos como

$$|\vec{k}^+\sigma\rangle = |\vec{k}\sigma\rangle + \sum_{\vec{k}'} \frac{|\vec{k}'\sigma\rangle U_{\text{imp}} \sum_j e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\cdot\vec{r}_j}}{\varepsilon_{\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{k}'} + i\delta}, \quad (2.52)$$

onde  $|\vec{k}^+\sigma\rangle$  é o estado de um elétron com momento  $\vec{k}$ , spin  $\sigma$  e energia  $\varepsilon_{\vec{k}} = \frac{(\hbar k)^2}{2m} - \varepsilon_F$ . Dessas considerações, obtêm-se que a velocidade  $\vec{v}_{\vec{k}}^\sigma$  é dada por

$$\vec{v}_{\vec{k}}^\sigma = \langle \vec{k}^+\sigma | \hat{v} | \vec{k}^+\sigma \rangle, \quad (2.53)$$

com  $\hat{v} = \frac{d\hat{r}}{dt}$  entre os estados espalhados  $|\vec{k}^+\sigma\rangle$ . Dessa forma, a velocidade de um elétron espalhado escreve-se como

$$\vec{v}_{\vec{k}}^\sigma = \frac{\hbar\vec{k}}{m} + \vec{\omega}_{\vec{k}}^\sigma, \quad (2.54)$$

ou seja, é a soma da velocidade usual  $\hbar\vec{k}/2m$  com uma velocidade anômala

$$\vec{\omega}_{\vec{k}}^\sigma = \gamma_H^{\text{SJ}} (\hat{\sigma}_{\sigma'\sigma} \times \frac{\hbar\vec{k}}{m}),$$

onde  $\gamma_H^{\text{SJ}}$  um parâmetro adimensional de acoplamento devido ao espalhamento *side jump*, dado por

$$\gamma_H^{\text{SJ}} = \frac{m\eta_{\text{so}}}{\hbar\tau_{\text{tr}}^0} = \frac{\hbar\bar{\eta}_{\text{so}}}{\hbar\varepsilon_F\tau_{\text{tr}}^0} = \frac{\bar{\eta}_{\text{so}}}{k_F\lambda}. \quad (2.55)$$

com  $\tau_{\text{tr}}^0 = 1/[(2\pi/\hbar)n_{\text{imp}}N(0)U_{\text{imp}}^2]$  como o tempo de espalhamento onde,  $n_{\text{imp}}$  é a concentração de impurezas,  $\bar{\eta}_{\text{so}} = k_F^2\eta_{\text{so}}$  como o parâmetro do SOC, que é adimensional,  $k_F$

como o momento de Fermi, e  $\lambda = v_F \tau_{tr}^0$  como o livre caminho médio do meio.

É interessante notar que a velocidade anômala é perpendicular à velocidade usual  $\hbar \vec{k}/m$ . Isso significa que, em um material com SOC devido a impurezas, o elétron sofre um desvio transversal à sua trajetória. Para encontrar a densidade de corrente, é necessário introduzir o operador densidade de corrente para os elétrons de condução com spin  $\sigma$

$$\hat{J}_\sigma = -e \sum_{\vec{k}} \left( \frac{\hbar \vec{k}}{m} + \vec{\omega}_k^\sigma \right) a_{k\sigma}^* a_{\vec{k}\sigma}. \quad (2.56)$$

onde os operadores  $a_{k\sigma}$  e  $a_{k\sigma}^*$  são, respectivamente, os operadores de aniquilação e criação de elétrons no estado de momento  $\vec{k}$  e spin  $\sigma$ . A densidade de corrente de carga total  $\vec{J}_c = \vec{J}_c^\uparrow + \vec{J}_c^\downarrow$  e a densidade de corrente de spin total  $\vec{J}_S = \vec{J}_S^\uparrow - \vec{J}_S^\downarrow$  são escritas como

$$\vec{J}_c = \vec{J}_c^\uparrow + \gamma_H^{SJ} (\hat{\sigma} \times \vec{J}_S^\uparrow), \quad (2.57)$$

$$\vec{J}_S = \vec{J}_S^\uparrow + \gamma_H^{SJ} (\hat{\sigma} \times \vec{J}_c^\uparrow), \quad (2.58)$$

onde,

$$\vec{J}_c^\uparrow = e \sum_{\vec{k}} \frac{\hbar \vec{k}}{m} (f_{\vec{k}\uparrow} + f_{\vec{k}\downarrow}) \quad (2.59)$$

$$\vec{J}_S^\uparrow = e \sum_{\vec{k}} \frac{\hbar \vec{k}}{m} (f_{\vec{k}\uparrow} - f_{\vec{k}\downarrow}), \quad (2.60)$$

com  $f_{\vec{k}\sigma} = \langle a_{\vec{k}\sigma}^* a_{\vec{k}\sigma} \rangle$  como a função distribuição de um elétron com energia  $\xi_{\vec{k}}$  e spin  $\sigma$ . Os segundos termos das Equações (2.57) e (2.58) são as densidades de corrente de carga e spin induzidas pelo *side jump*. Em paralelo a contribuição *side jump* para o espalhamento, existe a contribuição de *skew scattering*. Esta contribuição modifica a função distribuição e origina-se do espalhamento anisotrópico devido ao SOC.

O cálculo da função  $f_{\vec{k}\sigma}$  é baseado na equação de transporte de Boltzmann no estado estacionário,

$$\vec{v}_{\vec{k}} \cdot \nabla f_{\vec{k}\sigma} + \frac{e}{\hbar} \vec{E} \cdot \nabla_{\vec{k}} f_{\vec{k}\sigma} = \left( \frac{\partial f_{\vec{k}\sigma}}{\partial t} \right)_{\text{esp}}, \quad (2.61)$$

onde  $\vec{v}_{\vec{k}} = \hbar \vec{k}/m$  e  $\vec{E}$  é o campo elétrico externo.

A solução da equação de Boltzmann (2.61) pode ser aproximada na forma:

$$f_{\vec{k}\sigma} \approx f_0(\xi_{\vec{k}}) - \sigma \frac{\partial f_0(\xi_{\vec{k}})}{\partial \xi_{\vec{k}}} \mu_N(\vec{r}) + \tau_{\text{tr}} \frac{\partial f_0(\xi_{\vec{k}})}{\partial \xi_{\vec{k}}} [\vec{v}_{\vec{k}} - \gamma_H^{\text{SS}} \hat{\sigma}_{\sigma\sigma} \times \vec{v}_{\vec{k}}] \cdot \nabla \mu_N^\sigma(\vec{r}), \quad (2.62)$$

onde  $f_0(\xi_{\vec{k}})$  é a função de distribuição de Fermi-Dirac,  $\mu_N^\sigma(\vec{r}) = \varepsilon_F + e\phi + \sigma\delta\varepsilon_F$  é o potencial eletroquímico,  $\phi$  é um potencial elétrico tal que  $\vec{E} = -\nabla\phi$ ,  $\sigma\delta\varepsilon_F$  é um deslocamento de energia do equilíbrio global e  $\mu_N = (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow)/2$  é a acumulação de spin devido ao *spin-flip* causado pelo SOC,  $\gamma_H^{\text{SS}} = (2\pi/3)\eta_{\text{so}}N(0)U_{\text{imp}}$  é o parâmetro adimensional devido ao *skew scattering* e  $\tau_{\text{tr}} = \tau_{\text{tr}}^0[1 + (2/3)\eta_{\text{so}}^2N(0)]$  é o tempo de relaxação de transporte.

A partir da Equação (2.61), as Equações (2.59) e (2.60) podem ser reescritas como

$$\vec{J}_c = \vec{j}_c + \gamma_H^{\text{SS}} [\vec{\sigma} \times \vec{j}_s] \quad \text{e} \quad \vec{J}_s = \vec{j}_s + \gamma_H^{\text{SS}} [\vec{\sigma} \times \vec{j}_c], \quad (2.63)$$

onde as densidades de corrente  $\vec{j}_c$  e  $\vec{j}_s$  são dadas por:

$$\vec{j}_c = \sigma_N \vec{E} \quad \text{e} \quad \vec{j}_s = -\frac{\sigma_N}{e} \nabla \mu_N, \quad (2.64)$$

com  $\sigma_N = 2e^2N(0)D$  sendo a condutividade elétrica. Logo, a corrente de carga total e de spin das Equações (2.57) e (2.58) tornam-se

$$\vec{J}_c = \vec{j}_c + \gamma_H(\hat{\sigma} \times \vec{j}_s), \quad (2.65)$$

$$\vec{J}_s = \vec{j}_s + \gamma_H(\hat{\sigma} \times \vec{j}_c), \quad (2.66)$$

onde  $\gamma_H = \gamma_H^{\text{SJ}} + \gamma_H^{\text{SS}} = \bar{\eta}_{\text{so}} [1/(k_F\lambda) + (2\pi/3)N(0)U_{\text{imp}}]$  é o parâmetro adimensional que quantifica o efeito spin Hall, também conhecido como ângulo spin Hall. As Equações (2.65) e (2.66) indicam que uma corrente de carga  $\vec{j}_c$  induz uma corrente de spin transversal  $\vec{J}_s^H = \gamma_H(\vec{\sigma} \times \vec{j}_c)$ , enquanto que a corrente de spin  $\vec{j}_s$  induz uma corrente de carga transversal  $\vec{J}_c^H = \gamma_H(\vec{\sigma} \times \vec{j}_s)$ . Portanto, o SHE e ISHE total devem levar em conta termos intrínsecos e extrínsecos devido a presença de impurezas na rede. Além disso, o OHE e IOHE em materiais com forte SOC (como, por exemplo a Pt ou Pd) também devem levar em conta esse mecanismo.

É importante ressaltar que, as equações desenvolvidas nesta seção levam em conta que a corrente é definida como o fluxo de portadores de carga "positiva".

### 2.2.1 Efeito Spin Hall Anômalo

Originalmente, o ASHE e AISHE foram propostos antes do OHE e AIOHE [25]. Para a contraparte de spin, as equações são idênticas à contraparte orbital, com a principal diferença sendo a dependência direta do SOC. No caso do SHE anômalo, uma corrente de carga em um material com forte SOC gera uma corrente de spin  $\vec{j}_i^S$  em diferentes direções possíveis. Apesar dos efeitos anômalos surgirem diretamente de uma dedução usando argumentos tensoriais baseados em parâmetros de ordem do sistema, sua origem física vai além das texturas orbitais ou de spins descritas nas seções anteriores. Mecanismos topológicos descrevem os efeitos orbitais e de spin de forma mais precisa, onde a curvatura de Berry desempenha um papel central na compreensão desses fenômenos. O mecanismo intrínseco da curvatura de Berry, originalmente formulado para explicar o efeito Hall anômalo (AHE) em materiais ferromagnéticos como (Ga,Mn)As e metais de transição, foi estendido para explicar o SHE, ISHE e agora seus análogos orbitais, incluindo o OHE, IOHE e suas formas anômalas ASHE/AISHE e AOHE/AIOHE. Esses efeitos surgem da curvatura de Berry diferente de zero na estrutura de banda, que atua como um campo magnético efetivo no espaço de momento, desviando portadores transversalmente e gerando correntes orbitais e de spin mensuráveis [44, 45, 46, 47].

### 2.2.2 Efeito Spin Rashba

Assim como os estados orbitais manifestam efeitos interfaciais (ORE) associados à quebra da simetria de inversão, os estados de spin também exibem um fenômeno análogo, conhecido como efeito Rashba de spin (SRE). Diferentemente do ORE, que não depende do SOC interfacial, o SRE é mediado tanto por essa interação quanto pela quebra da simetria de inversão, a qual gera um campo elétrico perpendicular à interface ( $\vec{E}_s$ ), que é crucial para ambos os efeitos. No SRE direto, a aplicação de um campo elétrico externo paralelo à interface resulta no acúmulo de spins com polarização bem definida, os quais podem se difundir na forma de uma corrente de spin. No efeito SRE inverso (ISRE), um acúmulo de spin interfacial gera uma corrente de carga  $\vec{J}_c$  no plano, sendo essa relação descrita pela seguinte equação

$$\vec{J}_c = \lambda_{\text{ISRE}} \left( \hat{z} \times \delta \vec{S} \right), \quad (2.67)$$

em que  $\lambda_{\text{ISRE}}$  é conhecido como o coeficiente spin Rashba, e possui unidade de comprimento. Este coeficiente mede a intensidade da conversão spin-carga via estados Rashba,

[6]. A ocorrência do ORE e do IORE estão diretamente relacionados ao surgimento de uma textura de spin quiral no espaço  $k$ , como a apresentada na Figura 14 (b).

O SRE pode ser atualmente interpretado como secundário ao ORE, uma vez que o SRE surge do acoplamento entre o SAM e o OAM interfacial. Em interfaces com forte SOC, ambos os efeitos ocorrem simultaneamente. No entanto, algumas diferenças fundamentais (que serão discutidas adiante) entre as correntes de spin e orbital permitem a distinção experimental entre os dois fenômenos.

A primeira formulação para o SRE foi proposta em 1984 por Bychkov e Rashba [5]. Em seu trabalho, Rashba estuda como o SOC remove a degenerescência de um gás de elétrons bidimensional e calcula analiticamente algumas de suas propriedades, como a susceptibilidade magnética. Em contraste, para o caso do Hamiltoniano Rashba orbital ( $H_{\text{ORE}}$ ), não temos solução analítica tão simples, pois  $\hat{L}$  é um operador mais complexo, e sua forma pode variar dependendo do material ou do sistema considerado.

De acordo com a formulação de Rashba para o SRE, os elétrons estão dispostos em um sistema 2D e não há interações com a rede. Nesse caso, o Hamiltoniano de um elétron é obtido apenas a partir da energia cinética, ou seja,  $H_k = p^2/2m$ . A solução da equação de Schrödinger independente do tempo leva as energias  $E = k^2\hbar^2/2m$ . Observe que essas energias não carregam nenhum tipo de informação do spin do elétron, nesse tipo de situação temos que o sistema é degenerado, ou seja, tanto o elétron com spin *up* quanto o elétron com spin *down* possuem a mesma energia. Essa degenerescência é uma consequência direta das simetrias de reversão temporal e inversão espacial. A inversão espacial leva o vetor de onda  $\vec{k}$  em  $-\vec{k}$ , e ela é independente da direção de spin  $\sigma, \sigma \in \{\uparrow, \downarrow\}$ . Como a energia é proporcional a  $k^2$ , ela se mantém invariante por inversão espacial. Por outro lado, a simetria de reversão temporal faz com que  $E_{\uparrow}(k) = E_{\downarrow}(-k)$ .

Como em superfícies ou interfaces existe o campo elétrico  $\vec{E}_s$ , ocorre a quebra da degenerescência do sistema. Este campo é tal que  $dU/dt = -\vec{E}_s$ , sendo  $U$  a energia potencial. Quando um elétron se propaga em um campo elétrico externo, é sempre possível definir um referencial global, por meio da transformação de Lorentz, centrado no elétron. Nesse referencial o elétron enxerga um campo magnético efetivo, que é descrito por  $\vec{B} = \frac{1}{c^2}\vec{v} \times \vec{E}_s$ . Fazendo uma abordagem semi-clássica, temos que a velocidade de um elétron no gás bidimensional pode ser escrita como

$$v = \frac{dH_k}{dp} = \frac{d}{dp} \left( \frac{p^2}{2m} \right) = \frac{p}{m} = \frac{\hbar k}{m}. \quad (2.68)$$

Então o campo magnético que atua no elétron pode ser reescrito como

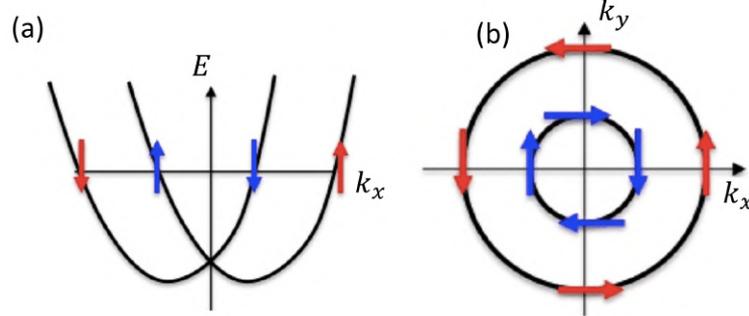
$$\vec{B} = \frac{\vec{v}}{c^2} \times \vec{E}_s = \frac{\hbar}{mc^2} \vec{k} \times \vec{E}_s. \quad (2.69)$$

Como os elétrons possuem spin intrínseco, a presença deste campo  $\vec{B}$  em uma superfície/interface com forte SOC induz um termo adicional no Hamiltoniano do sistema. Esse efeito é incorporado no Hamiltoniano da seguinte forma

$$H_{\text{SRE}} = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B} = \left( g_s \frac{e}{2m} \vec{S} \right) \cdot \left( \frac{\hbar}{mc^2} \vec{k} \times \vec{E}_s \right) = -\alpha_{\text{SRE}} (\vec{k} \times \vec{E}_s) \cdot \vec{\sigma}, \quad (2.70)$$

que é o Hamiltoniano Rashba, onde  $\alpha_{\text{SRE}} = g_s \mu_B \hbar / 2mc^2$  é chamado de parâmetro de Rashba,  $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  é um vetor composto pelas matrizes de Pauli,  $g_s$  é o fator de Landé para o spin,  $\mu_B$  é o magneton de Bohr, e  $c$  é a velocidade da luz. Assim, o Hamiltoniano total para nosso sistema de elétrons 2D é dado por  $H = H_k + H_{\text{SRE}}$ . Pode-se encontrar analiticamente os autovalores de  $H$  usando teoria da perturbação degenerada, uma vez que os valores de  $\alpha_R$  são da ordem de  $10^{-10}$  eV.m, enquanto os termos de energia cinética para um gás de elétrons são da ordem de alguns e.V [27, 48]. A solução analítica de  $H$  leva a  $E(k) = \hbar^2 k^2 / 2m \pm \alpha_{\text{SRE}} |\vec{k}|$  [49], que quebra a degenerescência de spin, criando estados de spin para cima (*up*) e spin para baixo (*down*) em bandas de energia distintas, como ilustrado na Figura 14 (a). Porém, apenas este resultado não é suficiente para entender como ocorre a distribuição dos spins  $\vec{S}$  no espaço recíproco  $\vec{k}$ . Outro importante resultado obtido, que se encontra em detalhes na ref. [49], é o *spin-momentum-locking*, que trava a direção do spin com relação ao vetor  $\vec{k}$ , mantendo-os sempre perpendiculares entre si. Combinando esses resultados, podemos representar as texturas Rashba de spin no espaço recíproco, como mostrado na Figura 14 (b).

Figura 14: (a) Representação da relação de dispersão de um material com degenerescência levantada, com interação spin-órbita descrita pelo Hamiltoniano de Rashba. (b) Distribuições de spins no espaço recíproco  $\vec{k}$ .



Fonte: o autor (2025).

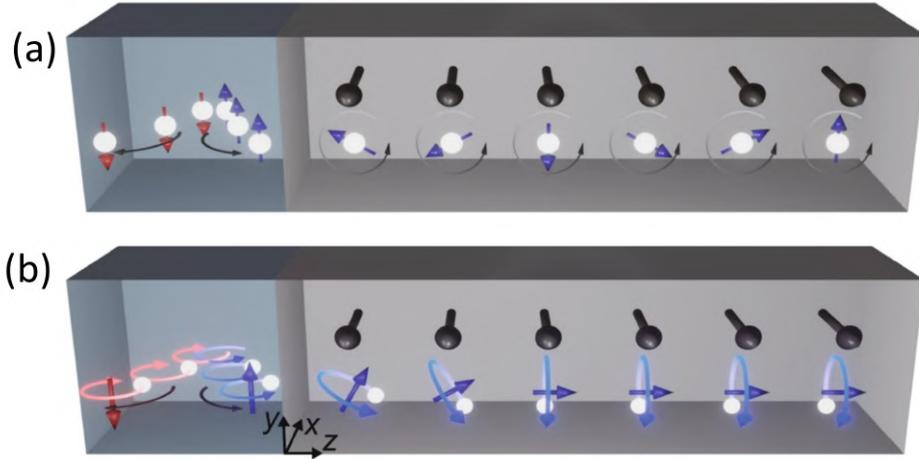
## 2.3 Comparação entre os Efeitos Orbitais e de Spin

No contexto dos efeitos SHE e ISHE, bem como dos efeitos orbitais OHE e IOHE, há semelhanças nas descrições matemáticas e físicas até aqui apresentadas. Porém, existem diferenças entre o spin e o orbital que merecem destaque. O comprimento de difusão da corrente de spin ( $\lambda_S$ ) e o comprimento de difusão da corrente orbital ( $\lambda_L$ ) estão relacionados à escala em que essas correntes podem se propagar no material antes de se dissiparem ou perderem coerência quântica.  $\lambda_S$  pode diferir de  $\lambda_L$  por uma ordem de grandeza. Essas diferenças de escalas estão associadas às propriedades físicas intrínsecas dos materiais e aos mecanismos que geram ou transportam as correntes de spin e orbital. Estudos teóricos sugerem que  $\lambda_L$  é maior que  $\lambda_S$  em metais ferromagnéticos [50, 51]. Para FMs com forte SOC, há forte acoplamento entre  $\vec{L}$  e  $\vec{S}$ , fazendo com que eles formem estados combinados de momento angular total  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ . Isso implica que, quando uma força ou campo atua sobre  $\vec{S}$ , o momento orbital  $\vec{L}$  também pode ser afetado, e vice-versa. No entanto, esse acoplamento não significa que  $\vec{L}$  e  $\vec{S}$  sempre se comportem de forma idêntica. Durante o transporte eletrônico em materiais,  $\vec{L}$  e  $\vec{S}$  podem ser influenciados de maneiras diferentes por outras interações além do SOC, como o campo de troca magnética ( $\vec{H}_{\text{ex}}$ ) e os campos cristalinos. Embora  $\vec{L}$  e  $\vec{S}$  estejam acoplados, eles podem perder coerência em velocidades diferentes.

A interação spin-órbita é geralmente mais fraca do que a interação de troca em materiais FM. Devido à forte interação de troca magnética nesses materiais,  $\vec{H}_{\text{ex}}$  atua fortemente nos spins, separando os estados de spin para cima ( $\uparrow$ ) e para baixo ( $\downarrow$ ) por uma grande energia ( $\sim 100$  meV). Como resultado, os spins precessionam rapidamente em direções

diferentes enquanto se deslocam pelo material, fenômeno conhecido como descoerência por precessão (DPP) [50, 51]. A DPP ocorre quando diferentes spins no sistema têm frequências de precessão ligeiramente diferentes. Em um material com desordem ou flutuações no campo magnético local, diferentes regiões podem ter frequências de precessão diferentes, o que leva a uma perda de coerência entre os spins ao longo do tempo. Isso reduz o transporte de spin a distâncias curtas ( $\sim 1$  nm), conforme ilustrado na Figura 15.

Figura 15: (a) Ilustração esquemática do SHE e transporte de spin em uma bicamada metal normal (NM)/FM. A seta preta representa os spins locais na camada ferromagnética. As setas azul e vermelha denotam os spins para cima e para baixo, respectivamente. O spin injetado, a seta azul, precessiona em torno do spin local devido ao acoplamento de troca de spin na camada ferromagnética. (b) Ilustração esquemática do OHE e transporte orbital em uma bicamada NM/FM. As setas azul e vermelha, associadas ao movimento dos elétrons, denotam o momento angular orbital. O OHE gera a corrente orbital carregando o componente  $y$  do momento angular orbital  $L_y$ . O momento angular orbital, a seta azul, injetado na camada ferromagnética induz o componente  $z$  do momento angular orbital,  $L_z$ , por meio de uma ação combinada do SOC e do acoplamento de troca de spin. O  $L_z$  induzido flui sem oscilação através dos pontos quentes (*hotspots*) no espaço de momento na camada ferromagnética.



Fonte: [51]

Em contraste ao momento angular de spin  $\vec{S}$ , o momento angular orbital  $\vec{L}$  é menos sensível a  $\vec{H}_{\text{ex}}$  por não interagir diretamente com ele. Essa estabilidade permite que  $\vec{L}$  mantenha coerência por distâncias maiores. Além disso, o transporte orbital (em FM ou NM) pode ser dominado por regiões privilegiadas no espaço  $k$ , conhecidas como *hotspots* (associados a simetrias específicas da rede cristalina, propriedades eletrônicas do material, ou mesmo o SOC), onde os níveis de energia estão quase degenerados, ou seja, têm uma separação muito pequena entre os níveis de energia. Nessas regiões, as ondas associadas ao OAM se propagam de forma coerente. Isso prolonga o transporte de  $\vec{L}$  [50, 51] por

longas distâncias.

Tanto para materiais FM, quanto NM, a presença de *hotspots* orbitais pode influenciar no transporte. No caso de materiais FM com fraco SOC (como, por exemplo, o Fe [52]), temos  $\lambda_L > \lambda_S$ . Para materiais NM com fraco SOC,  $\vec{H}_{\text{ex}}$  não está presente, pois o material não possui magnetização. No entanto, a corrente de spin ainda tende a ter um comprimento de difusão menor do que o comprimento de difusão orbital, uma vez que o OAM é menos sensível a flutuações locais, como defeitos na rede, impurezas e campos magnéticos locais.

Para materiais NM com forte SOC (como, por exemplo, a Pt), o acoplamento entre  $\vec{L}$  e  $\vec{S}$  tende a acelerar a perda de coerência da corrente de spin, principalmente pelo aumento de mecanismos de espalhamento. Neste caso, espera-se um  $\lambda_S$  ainda menor, quando comparado ao  $\lambda_S$  de materiais NM com fraco SOC. Como o OAM não interage diretamente com impurezas e defeitos da rede, ele se torna mais resiliente a flutuações locais. O SOC aumenta o OAM efetivo porque compensa parcialmente sua supressão causada pelo campo cristalino, reativando as contribuições de  $\vec{L}$  que foram suprimidas e, neste caso, também se espera  $\lambda_L > \lambda_S$ . Além disso, os *hotspots* orbitais podem ser mais prevalentes, o que facilita o transporte orbital ao longo de distâncias maiores.

Resultados teóricos previram que  $\lambda_L$  é cerca de uma ordem de grandeza maior que  $\lambda_S$  [50, 51]. Experimentalmente, baseado no OHE, confirmaram que  $\lambda_L$  chega a ser uma ordem de grandeza maior que  $\lambda_S$  [51]. Curiosamente, outros resultados experimentais baseados no IOHE apresentaram  $\lambda_L$  apenas um pouco maior que  $\lambda_S$ , [16, 50, 51]. Sendo assim, a escala de comprimento associada ao transporte orbital desencadeado via IOHE é diferente daquela baseada no OHE. Argumentos semelhantes foram feitos para o transporte de spin; uma possível diferença nas escalas de comprimento de correntes de spin difusivas e correntes de spin Hall geradas intrinsecamente foi sugerida, mas sua relação permanece obscura e é um desafio para estudos futuros [53].

Os efeitos OHE e SHE são fenômenos relacionados ao transporte de OAM e SAM em materiais, podendo ser explicados por mecanismos intrínsecos e extrínsecos. Os mecanismos intrínsecos são decorrentes das propriedades fundamentais da estrutura eletrônica do material, sendo independente de fatores externos, como impurezas ou defeitos na rede. Enquanto os mecanismos extrínsecos estão relacionados a fatores externos, como impurezas, defeitos estruturais ou interações com o ambiente, eles podem modificar o comportamento do transporte de OAM e SAM, influenciando a eficiência dos efeitos OHE e SHE.

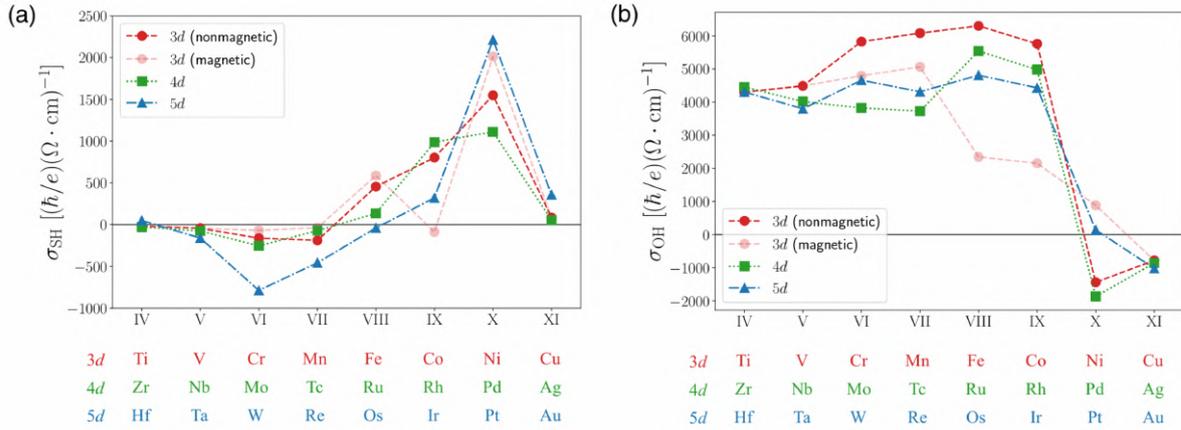
## 2.4 Mecanismos Intrínsecos e Extrínsecos

Em princípio, a magnitude do OHE e do SHE pode ser explicada por mecanismos intrínsecos. Neste contexto, o OHE funciona como um precursor do SHE, que pode ser entendido como um efeito concomitante de OHE na presença de SOC. Assim, as teorias preveem que OHE é grande mesmo em metais  $3d$ , nos quais SHE é menor em uma ordem de magnitude. Alguns trabalhos teóricos calcularam a magnitude das condutividades  $\sigma_{\text{OH}}^{\text{int}}$  e  $\sigma_{\text{SH}}^{\text{int}}$  intrínsecas em diferentes materiais. A Figura 16 mostra o importante resultado da ref. [[54]]. Para muitos metais de transição, como Ti, Nb, Zr, Mo e Fe, temos  $\sigma_{\text{OH}} \gg \sigma_{\text{SH}}$ . Esses materiais apresentam fraco SOC, que implica em um SHE de magnitude muito pequena, quando comparado ao SHE em Pt, por exemplo. Por outro lado, o OHE é menos influenciado pelo SOC, podendo ocorrer de forma significativa nesses materiais.

Os resultados teóricos revelam que, em materiais com forte SOC, como o Pt, o valor de  $\sigma_{\text{SH}}^{\text{int}}$  tende a ser superior ao de  $\sigma_{\text{OHE}}^{\text{int}}$ , pois o SOC intenso pode modificar significativamente a contribuição orbital para o OHE. Esse forte SOC pode interferir na dinâmica orbital, alterando a forma como o OHE se manifesta, e, em alguns casos, até suprimindo-o parcialmente, resultando em  $\sigma_{\text{OHE}}^{\text{int}} \ll \sigma_{\text{SH}}^{\text{int}}$ .

Em materiais topológicos, a dinâmica do OAM e do SAM pode ser muito diferente. Os estados topológicos de superfície, que são protegidos por simetrias topológicas, podem permitir uma manifestação mais robusta do OHE e do SHE, frequentemente com comportamentos que não ocorrem em materiais não topológicos. Em tais sistemas, o SOC pode favorecer tanto o OHE quanto o SHE, mas de formas que dependem de aspectos topológicos específicos da estrutura eletrônica do material [54, 55].

Figura 16: (a) Condutividade spin Hall intrínseca ( $\sigma_{\text{SH}}$ ), e (b) condutividade orbital Hall intrínseca ( $\sigma_{\text{OH}}$ ) em metais de transição 3d (círculos vermelhos), 4d (quadrados verdes) e 5d (triângulos azuis). Para metais 3d, suas fases magnéticas (círculos vermelhos parcialmente transparentes) também são consideradas, bem como sua contraparte não magnética; a fase antiferromagnética para Cr e Mn, e a fase ferromagnética para Fe, Co e Ni. Neste artigo, utilizam DFT (*Density Functional Theory*) como método de primeiros princípios para determinar as propriedades eletrônicas e orbitais dos materiais.



Fonte: [54]

Um trabalho recente [42] investigou sistemas de metais de transição, tanto dopados quanto não dopados, analisando o impacto de diferentes tipos de desordem no sistema. Foram estudados como os efeitos da dopagem e da temperatura influenciam  $\sigma_{\text{OH}}$  e  $\sigma_{\text{SH}}$ . Os resultados indicaram diferenças significativas entre sistemas dopados e não dopados. Nos metais de transição puros (3d, 4d e 5d), para  $T = 0$  K, as contribuições intrínsecas são dominantes no OHE e SHE, apresentando magnitudes das condutividades maiores que as obtidas em [[54]]. Essas contribuições estão diretamente relacionadas à topologia da estrutura de bandas eletrônicas. Nesse caso, observou-se que  $\sigma_{\text{OH}}^{\text{int}}$  e  $\sigma_{\text{SH}}^{\text{int}}$  tendem a variar muito pouco com o SOC, onde as variações fisicamente importantes ocorrem em materiais com forte SOC, concordando com o comportamento da Ref. [54]. No entanto, para  $T > 0$  K, a distorção térmica da estrutura eletrônica, causada pelas vibrações da rede cristalina, pode afetar os estados de banda orbitais, levando a alterações em  $\sigma_{\text{OH}}^{\text{int}}$ , que tende a diminuir consideravelmente. Por outro lado, os valores para  $\sigma_{\text{SH}}^{\text{int}}$ , que depende do SOC, apresentaram variações menos perceptíveis com a temperatura, pois são indiretamente afetados por variações nos orbitais.

De acordo com [42], as contribuições extrínsecas em materiais não dopados, como *skew scattering* e *side-jump scattering*, resultam do SOC e interagem com desordens como vibrações térmicas ou irregularidades estruturais. No entanto, em temperaturas finitas, seu impacto na condutividade orbital e de spin é negligenciável devido à predominância

de mecanismos intrínsecos ligados à topologia das bandas eletrônicas. Por outro lado, as contribuições extrínsecas são dominantes em materiais dopados com forte SOC e baixas temperaturas. Em materiais não dopados ou com fraco SOC, as contribuições extrínsecas têm magnitudes muito menores que as intrínsecas. À medida que a temperatura aumenta, a influência das vibrações da rede (fônons) reduz as contribuições extrínsecas. Isso ocorre porque os mecanismos de espalhamento são progressivamente suprimidos. Consequentemente, em altas temperaturas, as contribuições intrínsecas tornam-se novamente predominantes nas condutividades orbital e de spin.

Os mecanismos de relaxação, como o espalhamento por fônons, desordens e impurezas, podem não impactar significativamente a magnitude das correntes de spin e orbital em certos casos, mas têm um efeito crucial no comprimento de difusão ( $\lambda_S$  e  $\lambda_L$ ). Isso acontece porque esses mecanismos definem a escala na qual os spins ou orbitais perdem coerência ou relaxam, limitando o quanto essas correntes podem se propagar pelo material.

## 2.5 Dinâmica da Magnetização

Os efeitos de *bulk* e interfaces são de extrema importância para a orbitrônica e spintrônica atual. Os estudos desses fenômenos, assim como a busca por mecanismos eficientes de injeção e transporte de correntes orbitais e de spin, são questões centrais nessas áreas de pesquisa. A partir desta seção, apresentaremos as teorias do spin pumping, orbital pumping, spin-Seebeck e orbital-Seebeck longitudinal. Embora os efeitos diretos de spin e orbitais se manifestem em um material, simplesmente pela aplicação de um campo elétrico externo, neste trabalho, realizamos medições utilizando os efeitos inversos, nos quais a dinâmica da magnetização desempenha um papel fundamental. Pode-se entender o estudo da dinâmica da magnetização, dado por  $\vec{M} = (1/V) \sum_i \mu_i$ , sob uma visão semiclassical a partir da equação de movimento rotacional, ou equação do torque, quando a magnetização está submetida a um campo magnético externo  $\vec{H}$ . A equação que rege essa dinâmica é a dada por [56].

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0(\vec{M} \times \vec{H}), \quad (2.71)$$

onde  $\gamma$  é o fator giromagnético. É possível observar que, se  $\vec{M}$  é paralelo a  $\vec{H}$ , a derivada temporal é zero e a magnetização está na posição de equilíbrio. Porém, se a magnetização for ligeiramente desviada da posição de equilíbrio, esta seguirá um movimento de precessão em torno de  $\vec{H}$ , como apresentado na Figura 17. Considerando um campo magnético

$\vec{H} = H_0 \hat{z}$ , as soluções da Equação (2.71) são senoidais para as componentes  $M_x$  e  $M_y$ , mas para a componente  $M_z$  é uma constante. Isso implica que a magnetização precessiona com a frequência de Larmor,  $\omega = \gamma\mu_0 H$ , em torno do campo magnético  $\vec{H}$ .

A ressonância ferromagnética pode ser facilmente interpretada analisando a susceptibilidade magnética  $\chi$  da amostra. A amostra está sujeita a dois campos: um campo magnético estático  $\vec{H}_0$  e um campo de micro-ondas senoidal  $\vec{h}(t)$ , transversal a  $\vec{H}_0$ . Dessa forma, o campo magnético efetivo é dado por

$$\vec{H} = (h_x \hat{x} + h_y \hat{y})e^{-i\omega t} + H_0 \hat{z}, \quad (2.72)$$

com  $h_x, h_y \ll H_0$ . Substituindo  $\vec{H}$  na equação de movimento, escrevendo  $\vec{M} = m_x(t)\hat{x} + m_y(t)\hat{y} + M_0\hat{z}$ , e definindo  $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_0$ ,  $\omega_m = \gamma\mu_0 M_0$  (que no sistema CGS torna-se  $\omega_0 = \gamma H_0$  e  $\omega_m = \gamma 4\pi M_0$ ), tem-se

$$\vec{m} = \chi \vec{h}, \quad (2.73)$$

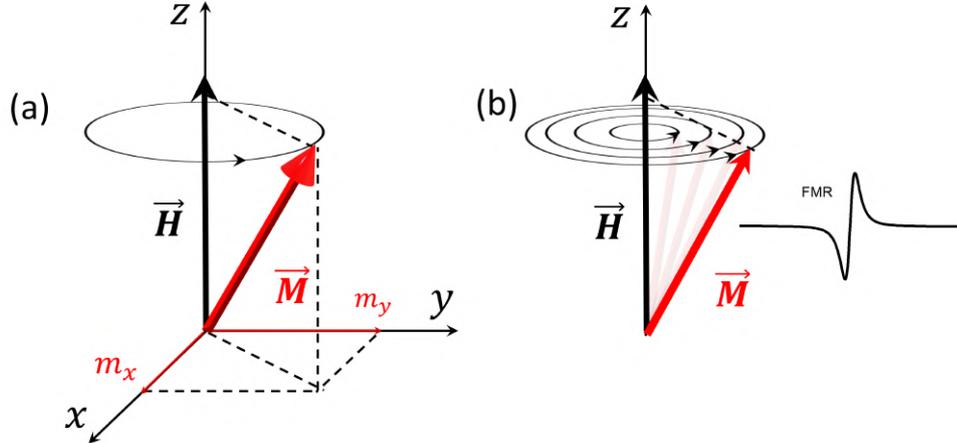
sendo  $\chi = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix}$  o tensor de susceptibilidade magnética, cujas componentes são  $\chi_{xx} = \omega_0 \omega_m / (\omega_0^2 - \omega^2)$  e  $\chi_{yx} = i\omega \omega_m / (\omega_0^2 - \omega^2)$ . Quando  $\omega \rightarrow \omega_0$ , os elementos do tensor de susceptibilidade tendem ao infinito, resultando na ressonância ferromagnética. Logo, é natural a existência de mecanismos extrínsecos associados a perdas energéticas, as quais podem ser interpretadas como uma dissipação de energia da precessão da magnetização para a rede cristalina. Isso pode ser considerado, adicionando o termo  $\xi/M_s[\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})]$  na Equação (2.71), que ficou conhecida como equação de Landau-Lifshitz (LL), onde  $\xi$  é uma quantidade com a mesma unidade de  $\gamma$ . Porém, a equação LL falhava para amostras com forte amortecimento, o que levou a proposição de uma nova equação, chamada de equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), com a forma  $\partial_t \vec{M}/dt = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}) + \alpha \hat{M} \times \partial_t \vec{M}/dt$ , onde  $\alpha = \xi/\gamma$  é um parâmetro adimensional (normalmente  $\alpha \ll 1$ ) associado a mecanismos de relaxação. É possível mostrar, usando a equação (LLG), para  $\vec{H} = H_0 \hat{z}$ , que o módulo do vetor magnetização é constante, ou seja, o termo de relaxação é caracterizado por um torque forçando a magnetização a retornar à posição de equilíbrio, conforme a Figura 17. As componentes  $M_x$  e  $M_y$  não são mais soluções senoidais. Agora as expressões para estas componentes são escritas como [56]

$$M_x = M_e e^{-t/\tau} \cos(\omega_0 t), \quad M_y = M_e e^{-t/\tau} \sin(\omega_0 t), \quad M_z = M_s [1 - (M_e/M_s) e^{-2t/\tau}]^{1/2}, \quad (2.74)$$

onde  $\tau = M_s/\gamma H$  é o tempo de relaxação e  $M_e$  é a projeção da magnetização no plano  $xy$ , em  $t = 0$ .

A constante adimensional  $\alpha$ , pode ter diversas origens físicas, tais como espalhamento magnón-fónon, correntes de Foucault, espalhamento de dois magnóns, etc. Todos estes mecanismos de perdas aumentam a largura de linha ( $\Delta H$ ) de FMR, ou seja, aumentam o torque no vetor magnetização, fazendo-o retornar à posição de equilíbrio. Para alguns materiais, essas perdas são fracas, como por exemplo, a granada de ítrio e ferro ( $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ -YIG) monocristalino, que possui largura de linha de FMR  $\Delta H < 1.0$  Oe, que é um dos materiais com menores perdas magnéticas.

Figura 17: (a), (b) Esquema do comportamento da magnetização  $\vec{M}$  com e sem amortecimento, respectivamente. A magnetização precessiona em torno do campo magnético  $\vec{H}$ , porém tende a voltar gradualmente à posição de equilíbrio devido ao amortecimento magnético.



Fonte: o autor (2025).

## 2.6 Efeitos Orbital pumping e Spin Pumping

### 2.6.1 Efeito Orbital Pumping

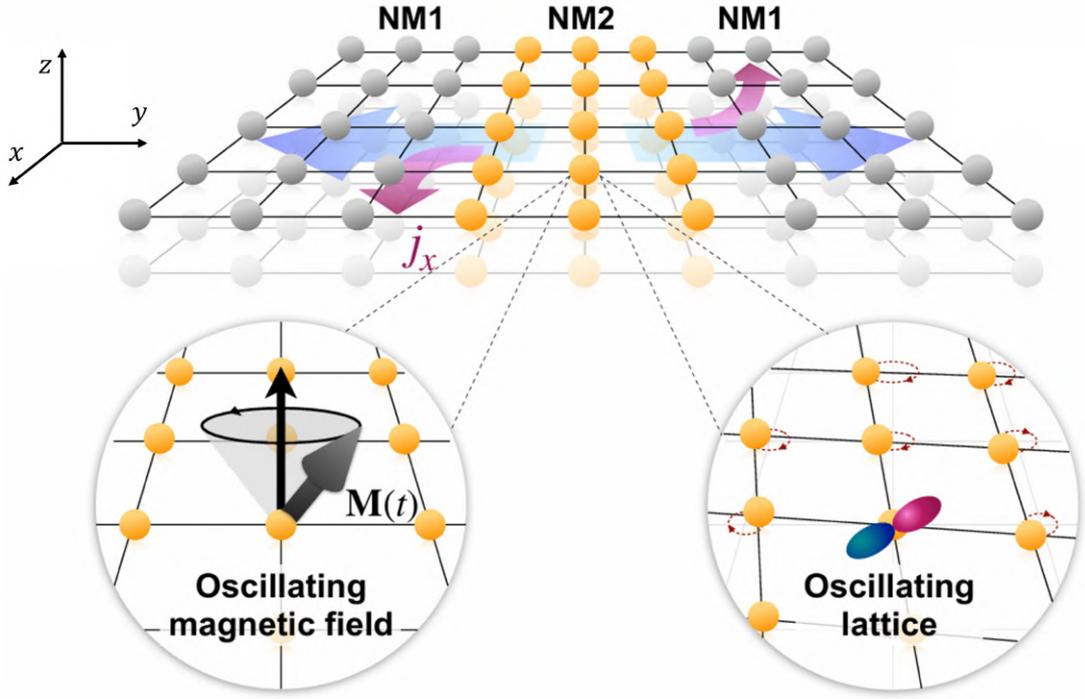
Recentemente, foram propostas teorias sobre o fenômeno do orbital pumping [17, 52], que descrevem a geração de correntes orbitais a partir da dinâmica do OAM. Esse conceito amplia a compreensão do transporte de OAM em sólidos. Em materiais magnéticos com forte SOC, a dinâmica do SAM está acoplada a dinâmica OAM. Assim, movimento de

precessão da magnetização resulta no bombeamento de correntes orbitais para um material NM adjacente. Embora o SOC possa influenciar ou amplificar esse fenômeno, correntes orbitais podem ser geradas independentemente dessa interação, através de mecanismos puramente orbitais.

As correntes orbitais podem ser divididas em duas componentes principais: aquelas associadas diretamente ao OAM, relacionadas ao operador  $\hat{L}_z$ , e aquelas ligadas ao operador *orbital angular position* (OAP), que captura aspectos adicionais dos estados orbitais. Correntes orbitais geradas por OAP surgem da interação direta entre orbitais e o campo cristalino, criando efeitos únicos, como correntes orbitais de segundo harmônico e torques orbitais, que não têm equivalentes de spin. O OAP pode ser induzido por vibrações periódicas na rede, sem a necessidade de forças externas como campos elétricos ou magnéticos. Tensões oscilantes aplicadas a cristais podem promover variações nas propriedades orbitais devido ao acoplamento entre os momentos orbitais e a rede cristalina, permitindo a geração de correntes OAM e OAP mesmo na ausência de campos magnéticos [17]. Por exemplo, vibrações na rede podem transformar orbitais inicialmente  $p_x$  ou  $p_y$  em combinações como  $p_x + ip_y$ , criando estados com OAM diferente de zero. No entanto, essas dinâmicas não podem ser completamente descritas apenas pelo operador  $\hat{L}_z$ . Assim, para descrever corretamente a física associada ao OAP, é necessário considerar combinações de operadores, como  $\{\hat{L}_x, \hat{L}_y\}$ , que incluem a contribuição das componentes transversais do OAM.

A Figura 18 ilustra o surgimento de correntes orbitais em um material NM2, que pode ocorrer devido à precessão da magnetização, neste caso NM2 deve ser um FM com forte SOC, ou correntes orbitais geradas por OAP, que não depende necessariamente do SOC, e o NM2 pode ser um metal normal. Essas correntes orbitais são bombeadas em um NM1 e convertidas em correntes de carga transversal pelo IOHE.

Figura 18: Ilustração esquemática de bombeamento orbital em um sistema modelo, NM1/NM2/NM1 (NM = metal normal), acionado por um campo magnético oscilante ou rede vibratória. Para o caso acionado por campo magnético, NM2 pode ser considerado um ferromagneto. A seta em azul representa a corrente orbital gerada pela dinâmica OAM ou pela dinâmica associado ao OAP. A seta na cor roxa é a corrente de carga gerada pelo IOHE.



Fonte: [17].

*Orbital pumping por vibrações na rede.* Para demonstrar que vibrações na rede podem gerar OAM dinâmico, vamos usar o formalismo de Heisenberg para a mecânica quântica, ao invés do formalismo de Schrödinger. O formalismo de Heisenberg é mais adequado nesse caso porque permite trabalhar diretamente com a evolução temporal dos operadores  $\hat{L}$ , evitando as complicações associadas à resolução explícita dos estados quânticos no formalismo de Schrödinger. Assim, ele é a escolha natural para problemas envolvendo o OAP em sistemas complexos. Como o operador  $\hat{L}$  é tratado como uma quantidade intrinsecamente definida pelo estado eletrônico do sistema, ele não possui uma dependência explícita no tempo. Então, de acordo com o formalismo de Heisenberg, a evolução temporal de  $\hat{L}$  é dada por

$$\frac{d\hat{L}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}_{\text{pert}}(t), \hat{L}]. \quad (2.75)$$

O Hamiltoniano efetivo que descreve o acoplamento entre o OAM dos estados eletrô-

nicos e as vibrações perturbativas na rede  $u(t)$  é dado por [17]

$$\hat{H}(t) = \xi \left[ \hat{L} \cdot u(t) \right]^2, \quad (2.76)$$

onde  $\xi$  é a constante de acoplamento orbital-rede<sup>4</sup>,  $u(t)$  é o deslocamento da rede devido às perturbações. Esse Hamiltoniano representa uma perturbação na energia total do sistema, e está relacionado apenas com a interação direta entre o momento angular orbital  $\vec{L}$  e o campo cristalino, desprezando efeito do SOC. Essa contribuição quadrática é necessária para evitar que termos se anulem devido à simetrias da rede. Substituindo a Equação (2.76) em (2.75), temos

$$\frac{d\hat{L}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \left[ \xi \left[ \hat{L} \cdot u(t) \right]^2, \hat{L} \right]. \quad (2.77)$$

Quando expandimos apenas o termo  $\left[ \hat{L} \cdot u(t) \right]^2$ , obtemos

$$\left[ \hat{L} \cdot u(t) \right]^2 = \sum_{ij} u_i(t)u_j(t) \left[ \hat{L}_i, \hat{L}_j \right], \quad (2.78)$$

onde definimos o operador  $\hat{O}_{AP} \equiv \left\{ \hat{L}_i, \hat{L}_j \right\}$ . Substituindo a Equação (2.78) em (2.77),

$$\frac{d\hat{L}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \left[ \xi \sum_{ij} u_i(t)u_j(t) \left\{ \hat{L}_i, \hat{L}_j \right\}, \hat{L} \right]. \quad (2.79)$$

Após desenvolver a Equação (2.79), encontramos

$$\frac{d\hat{L}}{dt} = 2\xi \sum_{ij} u_i(t)u_j(t) \epsilon_{ijk} \hat{L}_i \hat{L}_j. \quad (2.80)$$

O produto  $u_i(t)u_j(t)$  reflete a interação entre diferentes direções da deformação e como elas contribuem coletivamente para a transferência de momento angular. O tensor  $\epsilon_{ijk}$  aparece quando há relações vetoriais ou rotacionais envolvidas, indicando a presença de torções ou rotações na dinâmica do sistema e garante variações em  $\hat{L}$  ao longo do eixo  $z$ . O produto  $\hat{L}_i \hat{L}_j$  reflete a contribuição conjunta dos operadores na dinâmica rotacional do sistema, particularmente no contexto de torções e rotações induzidas por deformações na

---

<sup>4</sup>Materiais com forte campo cristalino tende a aumentar esta constante, porque a interação entre os estados eletrônicos dos orbitais e as vibrações ou deformações da rede cristalina.

rede. Vamos considerar uma deformação no plano da rede do tipo<sup>5</sup>

$$u(t) = A \cos(\omega t) + B \sin(\omega t), \quad (2.81)$$

onde  $\omega$  é a frequência angular de vibração da rede, ela deve ser tal que mantenha o regime adiabático, ou seja, não deve induzir dinâmicas ressonantes. Essa escolha implica uma vibração circular no espaço das deformações, uma situação comum em sistemas sujeitos a tensões biaxiais dinâmicas. Substituindo a Equação (2.81) em (2.80) e usando o fato de que  $\cos(x) \sin(x) = 1/2 \sin(2x)$ ,

$$\frac{d\hat{L}}{dt} = \xi AB \sin(2\omega t) \sum_{ijk} \epsilon_{ijk} \hat{L}_i \hat{L}_j. \quad (2.82)$$

Este resultado mostra que o OAM total varia com uma frequência angular  $2\omega$  e tem polarização na direção  $z$ . Ou seja, a vibração circular da rede, representada por  $u_i(t)u_j(t)$ , induz uma oscilação dinâmica no OAM.

Fundamentalmente, há diferença da definição do operador corrente orbital no caso do OHE e no caso do OAP. No OHE, a aplicação de um campo elétrico  $\vec{E}$  induz OAM associado aos elétrons em torno da superfície de Fermi com velocidades de grupo  $\vec{v}_g$  tangenciais e radiais. Porém, no contexto do OAP não há campo  $\vec{E}$  aplicado. Para encontrar o operador corrente orbital, devemos usar o formalismo de funções de Green, considerando um orbital pumping adiabático [17]. Neste caso, o operador corrente orbital é dado por

$$\hat{J}_L = \frac{1}{4\pi} \left[ \vec{G}_L \times \frac{d\hat{L}}{dt} \right], \quad (2.83)$$

em que  $\vec{G}_L$  é a condutância mista orbital, que mede a eficiência do transporte de momento angular orbital através de uma interface ou material, e geralmente sua determinação precisa depende de cálculos numéricos detalhados, como os baseados nos métodos de *tight-binding* ou DFT. Substituindo a Equação (2.82) em (2.83), encontramos

$$\hat{J}_L = \frac{1}{4\pi} \left[ \vec{G}_L \times \xi AB \sin(2\omega t) \sum_{ijk} \epsilon_{ijk} \hat{L}_i \hat{L}_j \right]. \quad (2.84)$$

O fator  $\sin(2\omega t)$  faz com que a corrente orbital tenha uma componente oscilatória

---

<sup>5</sup>Isto modela modos fotônicos de longo comprimento de onda, com  $\omega$  na faixa de dezenas de GHz.

na frequência  $2\omega$ . Isso significa que a corrente tem um comportamento alternado (AC) em função do tempo, confinada ao plano  $xy$ , oscilando com frequência  $2\omega$ , perpendicular ao momento angular orbital  $\hat{L}_z$ . A média temporal é zero, o que indica que não há corrente orbital DC. A corrente orbital é unicamente AC e governada por combinações de  $\hat{L}$  advindas do operador OAP  $\{\hat{L}_i, \hat{L}_j\}$ . Portanto, a corrente orbital  $\text{Re}\langle\hat{J}_L\rangle$  que surge do operador da Equação (2.84) é única e não possui análogo de spin.

No contexto do OAP, o transporte de OAM não está necessariamente restrito aos elétrons próximos a superfície de Fermi. Ele pode ocorrer por outros mecanismos, como *hopping*, que envolve a dinâmica da rede cristalina e a interação entre os orbitais e os sítios da rede. Assim, é possível gerar correntes orbitais devido a vibrações na rede. Todavia, os efeitos do OAP são puramente AC, o que dificulta a observação do fenômeno.

Orbital pumping por FMR. Em materiais magnéticos com forte SOC sob condição de FMR, o acoplamento entre  $S$  e  $L$  gera correntes de OAM. Neste caso, a dinâmica do OAM pode ser descrita de forma análoga à dinâmica de spin. Contudo, além de gerar OAM, a precessão da magnetização também pode gerar contribuições do tipo OAP, mas, como citado, é puramente AC e não interfere significativamente no OAM [17]. Em bicamadas do tipo FM/NM, as correntes orbitais bombeadas podem ser convertidas em correntes de carga no NM, originando-se de efeitos como IOHE, IORE ou AIOHE.

Na Ref. [57], um grupo de pesquisadores utilizou a bicamada Ni/Ti para investigar e detectar a conversão orbital-carga. A dinâmica de magnetização no Ni foi induzida, resultando no bombeamento de uma corrente orbital para a camada de Ti adjacente. Essa corrente orbital foi detectada por meio do IOHE no Ti, que converte a corrente orbital em uma tensão elétrica mensurável. O grupo concluiu que a dinâmica de magnetização no Ni gerou efetivamente uma corrente de OAM, confirmando a ocorrência do bombeamento orbital e demonstrando a viabilidade do IOHE como método para medir correntes orbitais.

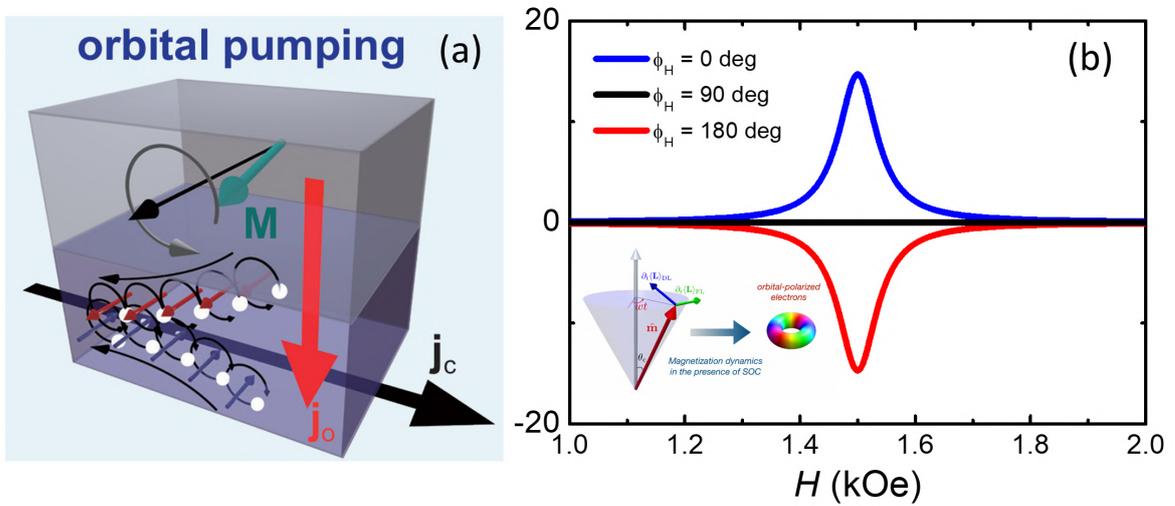
Um estudo semelhante, descrito na Ref. [16], utilizou a Pt como camada intermediária para acoplar os estados eletrônicos de spin  $S$  com os estados orbitais  $L$ , permitindo a injeção de corrente OAM em filmes de Ti e Ru. As dinâmicas orbitais observadas em ambas as referências [16, 57] seguem o comportamento previsto pelo IOHE, descrito pela equação  $\vec{J}_c = (2e/\hbar)\theta_{\text{OH}}(\vec{J}_L \times \hat{\sigma}_L)$ . Esta equação descreve o comportamento local entre carga e fluxo de OAM (desprezando contribuições do tipo OAP). A polarização orbital  $\hat{\sigma}_L$  foi controlada pelo campo magnético externo somado ao SOC na Pt ou Ni. A corrente elétrica gerada pelo orbital pumping  $I_{\text{SP-FMR}} = V_{\text{SP-FMR}}/R$  é obtida integrando  $\vec{J}_c$  sobre a área transversal a medida, sendo escrita como [16, 57, 58, 59, 60]

$$I_{\text{SP-FMR}} = w\lambda_L \frac{2e}{\hbar} \theta_{\text{OH}} \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_L}\right) \frac{\hbar\omega p}{4\pi} g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H}\right)^2 L(H - H_r) \cos(\phi), \quad (2.85)$$

onde  $e$  é a carga do elétron,  $t_{\text{NM}}$  a espessura do NM,  $w$  é a largura do filme,  $p$  é um fator que varia de 0 a 1 e expressa a elipticidade da precessão da magnetização orbital,  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$  é um parâmetro da interface que quantifica a eficiência da transferência de OAM na interface FM/NM,  $h_{rf}$  a magnitude do campo de radiofrequência,  $L(H - H_r)$  é uma curva Lorentziana com campo de ressonância ferromagnética  $H_r$ , e  $\phi$  representa a dependência angular entre  $\vec{J}_c$  com relação ao campo  $\vec{H}$ . O processo do *orbital pumping* e curvas típicas são apresentados na Figura 19. A Equação (2.85), é válida para bicamadas do tipo FM/NM, e foi primeiro demonstrada no contexto do spin pumping [59], que será apresentado na próxima seção.

Para medições de IOHE em Ti utilizando a Pt como camada intermediária entre um FM com fraco SOC e o Ti, ou seja, FM/Pt/Ti, a corrente orbital não surge diretamente da precessão do OAM no FM, mas do acoplamento *LS* dentro da Pt, envolvendo uma dinâmica distinta. Porém, a Equação (2.85) ainda pode ser aproximada para calcular para ajustar os dados experimentais.

Figura 19: Ilustração esquemática do orbital pumping. A precessão da magnetização  $M$  em um material com forte SOC acumula momento angular orbital na interface FM/NM que se difunde ao longo do NM como uma corrente orbital  $j_o$  (seta vermelha). Os círculos representam o sentido de  $L$ . Naturalmente, o orbital pumping gera correntes bombeadas e de volta (*backflow*) devido a dinâmica na interface, onde a diferença entre elas é o que nos interessa. Se o material possui alta eficiência orbital-carga, então a corrente *backflow* é mínima e uma corrente resultante é bombeada no NM e convertida em carga pelo IOHE. (b) Curvas típicas usando orbital pumping e conversão pelo IOHE. O sinal de orbital pumping ocorre exatamente no campo de ressonância ferromagnética. As curvas em azul, preto e vermelho obedecem a equação do IOHE convencional. Para o AIOHE, as curvas são semelhantes. O inset mostra como os campos *damping like* (DL) e *field like* (FL) atuam.



Fonte: adaptada de [52, 57].

## 2.6.2 Efeito Spin Pumping

A Figura 20 ilustra um esquema de uma bicamada FM/NM para estudar o efeito de spin pumping impulsinado por FMR, onde a magnetização no FM é acionada por um campo magnético de radiofrequência  $\hat{x}h_{rf} \exp(i\omega t)$ , com frequência de micro-ondas  $\omega = 2\pi f$  perpendicular ao campo estático  $\hat{z}H$ . A corrente elétrica gerada na camada NM tem sua origem em dois processos combinados: o mecanismo de spin pumping idealizado por Silsbee et al. [58] e Tserkovnyak et al. [59, 60], e o efeito ISHE identificado por Saitoh et al. [41]. Nas referências [59, 60], é mostrado que a precessão da magnetização na camada FM injeta uma corrente de spin na camada metálica adjacente, com densidade dada por [56, 61]

$$\vec{J}_S = \left( \frac{\hbar g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M^2} \right) \left( \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right), \quad (2.86)$$

onde  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$  é um parâmetro da interface que quantifica a eficiência da transferência de SAM na interface FM/NM, que leva em conta as correntes de spin bombeada e de retorno. Escrevendo a dependência temporal da magnetização como  $M(t) = \hat{z}M_z + (\hat{x}m_x + \hat{y}m_y) \exp(i\omega t)$ , onde  $m_x, m_y \ll M_z$ , a corrente de spin contínua com polarização ao longo de  $z$  na interface FM/NM, representada por  $J_S(0)$ , torna-se [56, 61]

$$J_S(0) = \frac{\hbar\omega g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M^2} \text{Im}(m_x^* m_y). \quad (2.87)$$

Usando a equação de LLG com o campo dipolar apropriado para um filme magnetizado no plano, e introduzindo o relaxamento de uma maneira fenomenológica, podemos obter as relações entre os componentes de magnetização rf nas direções  $x$  e  $y$  e o campo magnético rf de condução [56, 61]

$$m_x = \frac{\gamma M_{\text{eff}}(H + 4\pi M_{\text{eff}})}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i2\omega_0\eta} h_{\text{rf}}, \quad (2.88)$$

$$m_y = \frac{-i\omega\gamma M_{\text{eff}}}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i2\omega_0\eta} h_{\text{rf}}, \quad (2.89)$$

$\omega_0$  é a frequência de FMR para o filme, dada por [56, 61]

$$\omega_0 = \gamma(H + H_A)^{1/2}(H + H_A + 4\pi M + H_S)^{1/2}, \quad (2.90)$$

onde  $\gamma = g\mu_B/\hbar = 2\pi \times 2.8$  GHz/kOe,  $4\pi M$  é a magnetização espontânea (1.76 kG à temperatura ambiente),  $H_A$  e  $H_S$  são, respectivamente, os campos de anisotropia no plano e fora do plano. O termo  $4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi M + H_S$  é a magnetização efetiva, e  $\eta$  é a taxa de relaxação magnética, relacionada ao parâmetro de amortecimento de Gilbert  $\alpha$  por  $\eta = \alpha\omega$ . Como, em geral, as medições de FMR são realizadas em uma frequência fixa  $\omega$  e com campo  $H$  variando, devemos expressar  $\omega_0$  e  $\eta$  em termos de  $H$ ,  $\omega$  e do campo de ressonância  $H_r$  (o campo no qual ocorre a ressonância na frequência  $\omega$ ). Utilizando a Equação (2.90), expressamos a taxa de relaxação em termos da largura à meia altura  $\Delta H$ ,  $\eta = \gamma\Delta H(2H_r + 4\pi M_{\text{eff}})/2(H_r^2 + H_r 4\pi M_{\text{eff}})^{1/2}$ , e substituímos as Equações (2.88) e (2.89) na Equação (2.87) para obter a densidade de corrente de spin injetada através da interface FM/NM

$$J_S(0) = \frac{\hbar\omega g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} p}{4\pi} \left( \frac{h_{\text{rf}}}{\Delta H} \right)^2 L(H - H_r), \quad (2.91)$$

onde  $L(H - H_r) = \Delta H^2 / [(H - H_r)^2 + \Delta H^2]$  é a função de Lorentz, e  $p$  é o fator de elipticidade dado por  $p = 4\omega(H_r + 4\pi M_{\text{eff}}) / \gamma(2H_r + 4\pi M_{\text{eff}})^2$ . A corrente de spin que flui através da interface FM/NM produz uma corrente pura de spin no NM, formada por portadores de carga com spins opostos movendo-se em direções opostas e gerada pelo gradiente do acúmulo de spin. Essa corrente de spin se difunde no NM com uma densidade de corrente que pode ser expressa como

$$J_S(y) = J_S(0) \frac{\sinh[(t_{\text{NM}} - y)/\lambda_S]}{\sinh(t_{\text{NM}}/\lambda_S)}. \quad (2.92)$$

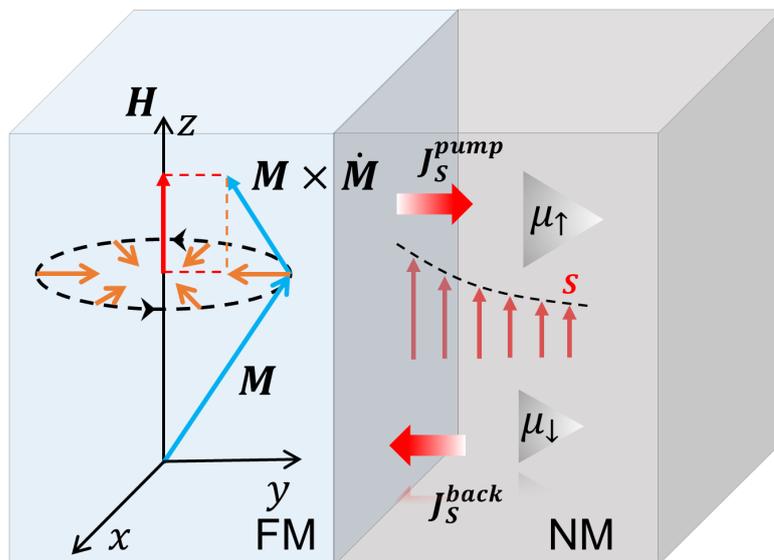
Então, devido ao ISHE, surge uma corrente elétrica  $I_{\text{ISHE}} = V_{\text{ISHE}}/R$  contínua ao longo do comprimento da camada NM (ao longo de  $x$ ), transversal a corrente de spin  $J_S(y)$ . A integração da densidade de corrente  $J_S(y)$  na área transversal a direção da medida fornece

$$I_{\text{SP-FMR}} = w\lambda_S \frac{2e}{\hbar} \theta_{\text{SH}} \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_S}\right) J_S(0). \quad (2.93)$$

Finalmente, substituindo  $J_S(0)$  na Equação (2.93) conforme dado pela Equação (2.87), obtemos a corrente ISHE [56, 61]

$$I_{\text{SP-FMR}} = w\lambda_S \frac{2e}{\hbar} \theta_{\text{SH}} \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_S}\right) \frac{\hbar\omega p}{4\pi} g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H}\right)^2 L(H - H_r) \cos(\phi). \quad (2.94)$$

Figura 20: Ilustração do processo de spin pumping. Na condição de FMR, a magnetização do FM precessiona, injetando uma corrente de spin polarizada no NM. A corrente de spin resulta em um desbalanço na população de spins, gerando um acúmulo líquido de spins *up* no NM (componente DC da precessão da magnetização). O acúmulo de spins no NM relaxa por *spin-flip* ou flui de volta para o FM como  $\vec{J}_S^{back}$ . A corrente de spin total é injetada no material e flui ao longo do NM com comprimento de difusão  $\lambda_S$ .



Fonte: o autor (2025).

Além do OAP, orbital pumping e spin pumping, há outras maneiras de gerar correntes orbitais ou de spins em FM e convertê-las em corrente de carga em um NM adjacente. Uma dessas maneiras é excitando spins do FM por meio da aplicação de um gradiente térmico, que é responsável por criar um fluxo de mágnons que pode ser bombeado em um NM adjacente, semelhante a uma corrente de spin. Esse efeito conhecido como spin Seebeck (SSE) ou ainda efeito orbital Seebeck (OSE), que são apresentados a seguir.

## 2.7 Efeitos Orbital Seebeck e Spin Seebeck

O modelo teórico mais consistente com os resultados experimentais para descrever o efeito Seebeck de spin (SSE) baseia-se na corrente de spin de mágnons [56, 62]. Quando um gradiente térmico ( $\vec{\nabla}T$ ) é aplicado a um material FM, a região mais quente apresenta uma maior densidade de mágnons devido à energia térmica elevada, enquanto a região mais fria possui uma densidade reduzida. Esse desequilíbrio térmico gera um fluxo de mágnons do lado quente para o lado frio, caracterizado pelo coeficiente de difusão de mágnons. Como os mágnons transportam momento angular associado ao spin, esse fluxo

resulta em um transporte líquido de SAM, equivalente a uma corrente de spin.

O SSE apresenta duas configurações principais: na configuração transversal, onde a corrente de spin é injetada no NM de forma perpendicular a  $\vec{\nabla}T$ . E longitudinal (LSSE), onde a corrente de spin é injetada paralelamente ao gradiente térmico  $\vec{\nabla}T$ . Em ambas as configurações, a corrente de spin pode ser convertida em corrente de carga pelo ISHE. A Figura 21 ilustra a configuração do LSSE. Nessa configuração, a formulação matemática baseia-se na equação de Boltzmann e na equação de difusão para descrever o transporte de spin magnônico. A partir de condições de contorno apropriadas, a densidade de corrente de spin na interface FM/NM criada por um gradiente de temperatura na direção  $y$  (Figura 21) é dada por [56, 61, 62]

$$J_S(0) = -C_s \rho g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \nabla_y T, \quad (2.95)$$

onde  $C_s$  é um coeficiente que depende dos parâmetros do material, temperatura e intensidade do campo aplicado, e  $\rho$  é um fator que representa o efeito da espessura finita da camada FM, dado por

$$\rho = \frac{\cosh(t_{\text{FM}}/l_m) - 1}{\sinh(t_{\text{FM}}/l_m)}, \quad (2.96)$$

onde  $t_{\text{FM}}$  e  $l_m$  são, respectivamente, a espessura e o comprimento de difusão do mágnon na camada FM. O fator de espessura é tal que  $\rho \approx 1$  para  $t_{\text{FM}} \gg l_m$ , e  $\rho \approx 0$  para  $t_{\text{FM}} \ll l_m$ . Note que, enquanto no SP-FMR a corrente de spin sempre flui da camada FM para a camada NM (direção  $+y$ ), no LSSE a direção depende dos sinais do gradiente de temperatura e do coeficiente  $C_s$ . Por exemplo, para uma bicamada de YIG/Pt,  $C_s > 0$ , de modo que, para  $\nabla T > 0$  (FM mais fria que NM), a corrente de spin flui da camada NM para a camada FM, que é a direção oposta ao SP-FMR. Por outro lado, para  $\nabla T > 0$  (NM mais fria que FM), a corrente de spin flui da camada FM para a camada NM. A corrente de spin  $\vec{J}_S$  que flui na camada NM se difunde com comprimento de difusão  $\lambda_S$  e gera uma densidade de corrente de carga que obedece a equação do ISHE, responsável por produzir uma corrente elétrica  $I_{\text{LSSE}}$  transversal. De forma semelhante ao SP-FMR, a corrente elétrica é obtida integrando  $\vec{J}_c$  ao longo da direção transversal a medida, resultando em [56, 61, 62]

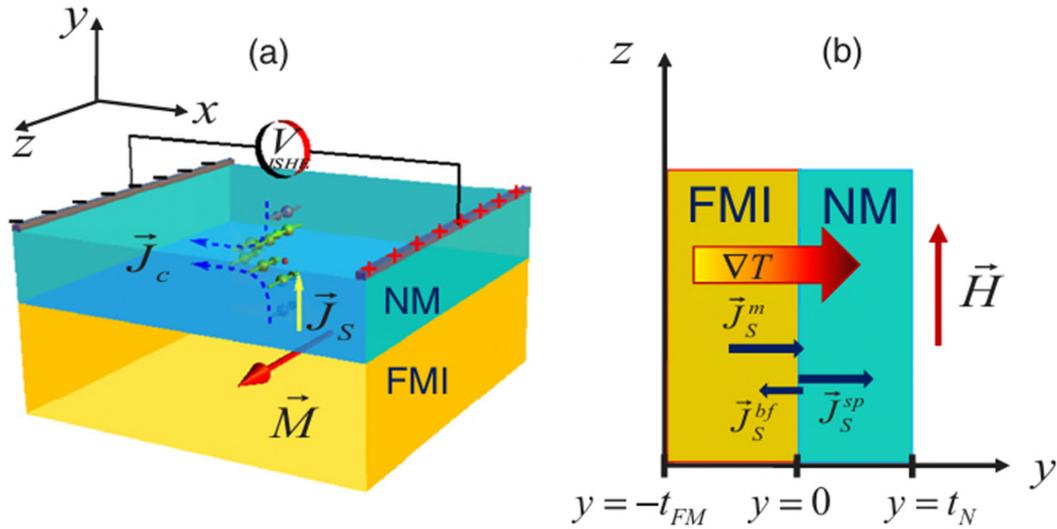
$$I_{\text{LSSE}} = w \lambda_S \frac{2e}{\hbar} \theta_{\text{SH}} \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_S}\right) J_S(0) \cos \phi. \quad (2.97)$$

Substituindo  $J_S(0)$  da Equação (2.95) na Equação (2.97), obtemos a expressão para a corrente  $I_{\text{LSSE}}$

$$I_{\text{LSSE}} = -w\lambda_S \frac{2e}{\hbar} \theta_{\text{SH}} \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_S}\right) C_s \rho g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \nabla_y T \cos\phi = S_{\text{LSSE}} \Delta T, \quad (2.98)$$

em que  $S_{\text{LSSE}}$  é o coeficiente spin Seebeck longitudinal, que engloba alguns parâmetros físicos, como o próprio ângulo Hall de spin  $\theta_{\text{SH}}$ . Além disso, o gradiente térmico pode ser escrito proporcionalmente à diferença de temperatura  $\Delta T$ .

Figura 21: Ilustração do processo de spin pumping. Na condição de FMR, a magnetização do FM precessiona, injetando uma corrente de spin polarizada no NM. A corrente de spin resulta em um desbalanço na população de spins, gerando um acúmulo líquido de spins *up* no NM (componente DC da precessão da magnetização). O acúmulo de spins no NM relaxa por *spin-flip* ou flui de volta para o FM como  $\vec{J}_S^{\text{back}}$ . A corrente de spin total é injetada no material e flui ao longo do NM com comprimento de difusão  $\lambda_S$ .



Fonte: [62]

O LSSE foi observado pela primeira vez em 2008 na liga ferromagnética  $\text{Ni}_8\text{Fe}_{19}$  (Permalloy) [63], e, em 2010, foi detectado usando YIG [64]. Atualmente, essa é a teoria mais amplamente aceita para explicar tanto o SSE quanto o OSE, pois é capaz de reproduzir de forma consistente todos os resultados experimentais relacionados ao bombeamento de spin em materiais não magnéticos, induzido por um gradiente de temperatura em um material ferromagnético.

Em materiais FMs com forte SOC, ou em heteroestruturas do tipo FM/Pt/NM, é possível injetar, além da corrente de spin, correntes orbitais que seguem a mesma descri-

ção matemática da Equação (2.98)<sup>6</sup>, trocando pelas respectivas contrapartes orbitais. Os experimentos que investigam o OSE longitudinal estão em concordância com os resultados obtidos por meio do orbital pumping impulsionado por FMR. Os estudos experimentais recentes que utilizaram o OSE longitudinal como mecanismo de geração de corrente orbital em heteroestruturas do tipo YIG/Pt/NM, revelaram coeficientes  $S_{\text{LSSE}}$  gigantes e positivos para NM composto de Ti ou Ru. Em contrapartida, para o NM composto pelo semiconductor Ge, o  $S_{\text{LSSE}}$  tornou-se negativo. As magnitudes obtidas para  $S_{\text{LSSE}}$  superaram os valores do  $S_{\text{LSSE}}$  em YIG/Pt.

---

<sup>6</sup>Nesta seção partimos primeiro da descrição do efeito de spin, pois não há teorias mencionando diretamente o OSE, que ainda é campo de intensos estudos.

# 3 Técnicas Experimentais

Neste capítulo, descrevemos as técnicas experimentais utilizadas na fabricação e caracterização dos sistemas investigados, com ênfase nos processos e metodologias que fundamentam os resultados apresentados neste trabalho. O objetivo é fornecer uma visão geral dos métodos adotados e das etapas realizadas para a obtenção e análise das amostras.

Para a fabricação das amostras, empregamos a técnica de deposição por evaporação catódica (*sputtering*), explorando variantes como *sputtering* DC, RF, reativo e oblíquo. Tais métodos permitem um controle preciso sobre as propriedades dos filmes finos, essenciais para os experimentos realizados. Além disso, realizamos tratamentos térmicos (*annealing*) para otimizar as propriedades dos filmes e melhorar a qualidade estrutural e magnética. Outro método de destaque foi a epitaxia por fase líquida (LPE), utilizada para o crescimento de filmes de YIG com alta qualidade cristalina e excelente uniformidade.

Para a caracterização das amostras, utilizamos a ressonância ferromagnética (FMR), uma técnica fundamental para estudar as propriedades magnéticas dos materiais. A análise dos sinais de absorção foi realizada com uma montagem experimental específica, permitindo a obtenção de informações detalhadas sobre a dinâmica magnética. Além disso, a difração de raios X (DRX) foi empregada para a caracterização estrutural, fornecendo dados cruciais sobre a organização atômica dos materiais. Também realizamos medições do efeito Seebeck longitudinal para investigar fenômenos termoelétricos e explorar o comportamento das amostras sob gradientes térmicos.

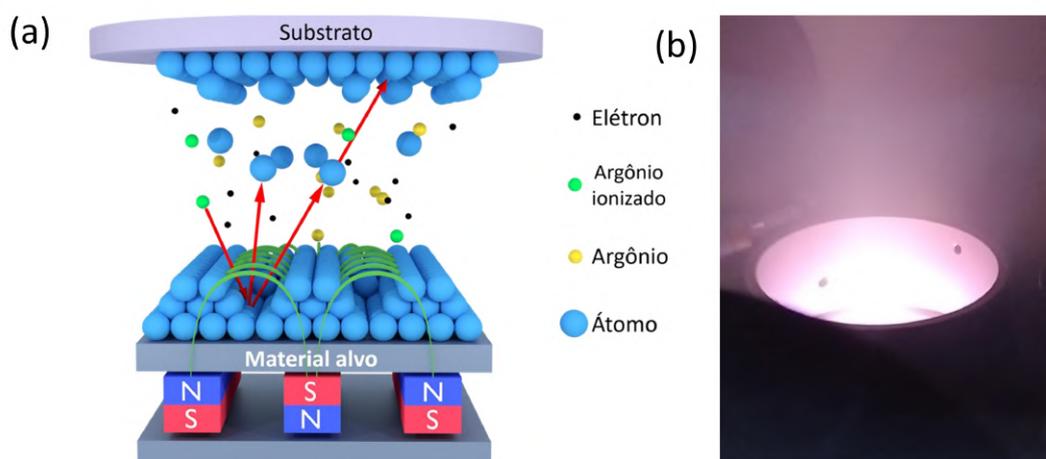
A seguir, detalharemos cada uma dessas técnicas, abordando seus princípios fundamentais.

## 3.1 Deposição por Evaporação Catódica (*Sputtering*)

A técnica de *sputtering* é amplamente utilizada na fabricação de filmes finos. Ela se baseia na ejeção de átomos de um material alvo pela colisão de íons de Argônio ( $\text{Ar}^+$ ),

que são acelerados e direcionados ao alvo, resultando na remoção (ou evaporação) do material de interesse. Durante essa colisão, os átomos ejetados adquirem energia cinética e são transferidos para o substrato, onde se ligam à superfície por interações químicas, formando o filme desejado, que pode atingir espessuras de apenas alguns nanômetros. Esse processo ocorre dentro de uma câmara de vácuo, mantida a uma baixa pressão de gás Argônio.

Figura 22: Ilustração do processo de deposição por *sputtering*. Os íons de argônio bombardeiam um material-alvo, ejetando seus átomos que se depositam sobre o substrato, formando um filme fino. O plasma é confinado por magnetos para aumentar a eficiência do processo. (b) foto real de plasma formado em um *magnetron sputtering*.



Fonte: adaptado de [28]

A Figura 22 ilustra o processo de deposição por *sputtering*, uma técnica amplamente utilizada para formar camadas finas de materiais sobre um substrato. Na parte superior da imagem, está o substrato, que é a superfície onde os átomos ejetados serão depositados. Na parte inferior, encontra-se o material-alvo, que é bombardeado por íons de argônio, representados em verde. Esses íons são acelerados em direção ao material-alvo por um campo elétrico gerado no sistema, colidindo com sua superfície. As colisões fazem com que átomos do material-alvo, representados em azul, sejam ejetados e direcionados ao substrato. Os átomos neutros de argônio, representados em amarelo, que não participam diretamente do bombardeamento, e os elétrons, representados por pontos pretos, que ajudam na formação e manutenção do plasma. O sistema também inclui magnetos (indicados pelas polaridades N e S), posicionados abaixo do material-alvo, que criam um campo magnético para confinar o plasma próximo à superfície do alvo, aumentando a eficiência do processo. Assim, os átomos ejetados do material-alvo viajam até o substrato,

onde se depositam, formando uma camada fina e uniforme.

A flexibilidade do processo permite sua adaptação para diferentes materiais e aplicações, sendo classificado em várias modalidades, de acordo com o tipo de fonte de energia utilizada, os métodos de controle de plasma e as condições de deposição. A seguir, são detalhadas as principais variações do processo de *sputtering*: DC, RF, oblíquo e reativo (ou *in situ*).

### 3.1.1 *Sputtering* DC

O *sputtering* DC utiliza uma fonte de corrente contínua para gerar um campo elétrico entre o cátodo (material-alvo) e o ânodo. Esse campo acelera os íons de  $\text{Ar}^+$  em direção ao alvo, provocando a ejeção de átomos do material-alvo que são depositados no substrato. Essa técnica é particularmente eficaz para materiais condutores, pois a carga acumulada no alvo é dissipada de maneira contínua. É amplamente utilizada na deposição de metais, como cobre, ouro e alumínio, devido à simplicidade do equipamento e à eficiência no uso de energia. Entretanto, o *sputtering* DC apresenta limitações com materiais isolantes. Nesse caso, a carga positiva dos íons se acumula na superfície do alvo, gerando um efeito de repulsão que reduz a eficiência do processo e pode levar ao colapso do plasma. Para superar essa limitação, são utilizadas técnicas alternativas, como o *sputtering* RF.

Nas deposições por *sputtering* DC escolhemos fixar a corrente do plasma, ao invés da tensão. O controle da corrente é preferido no processo de *sputtering* DC porque está diretamente relacionado ao fluxo de íons de Ar que colidem com o alvo, o que afeta diretamente a quantidade de material depositado no substrato. Isso permite um controle mais estável e preciso da taxa de deposição. Além disso, o controle da corrente ajuda a manter a estabilidade do plasma, evitando flutuações indesejadas. Ao contrário, o controle da potência pode ser afetado por variações na impedância e aumentar o risco de superaquecimento do alvo.

Em resumo, controlar a corrente oferece maior precisão, estabilidade e repetibilidade no processo de deposição. Em geral, usamos uma corrente fixada em 50 mA, com o alvo a uma distância de 9.0 cm do substrato. As deposições ocorrem quando a pressão da câmara atinge  $2.0 \times 10^{-7}$  Torr, ou menos. Neste caso, a injeção do Ar na câmara é tal que a pressão de trabalho é da ordem mTorr.

### 3.1.2 *Sputtering* RF

O *sputtering* RF emprega uma fonte de radiofrequência para alternar o campo elétrico em alta frequência. Essa alternância permite a deposição de materiais isolantes, como alvos de óxidos (por exemplo, o MgO), pois evita o acúmulo de carga na superfície do alvo, mantendo o plasma estável. O campo alternado também ioniza mais eficientemente o gás de trabalho, aumentando a densidade do plasma. Essa técnica é amplamente aplicada na deposição de filmes dielétricos, semicondutores e em aplicações que requerem alta pureza e uniformidade na composição química dos filmes. No entanto, sua complexidade operacional é maior, devido à necessidade de equipamentos específicos para a geração de RF, além de um controle mais rigoroso dos parâmetros do processo.

### 3.1.3 *Sputtering* Reativo

O *sputtering* reativo, também conhecido como deposição reativa *in situ*, é uma variação em que gases reativos, como oxigênio ou nitrogênio, são introduzidos na câmara durante o processo. Esses gases reagem quimicamente com os átomos ejetados do material-alvo ou com o plasma, formando compostos diretamente na superfície do substrato. Isso permite a deposição de materiais como óxidos ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{CuO}_2$ ,  $\text{SiO}_2$ ).

O controle cuidadoso da proporção entre Ar e o gás reativo é fundamental para determinar a estequiometria e as propriedades do filme resultante. Além disso, a técnica permite a deposição de filmes altamente uniformes com excelente aderência e controle de propriedades químicas. É amplamente utilizada na produção de revestimentos protetores, filmes dielétricos e barreiras de difusão para eletrônica.

### 3.1.4 *Sputtering* Oblíquo

No *sputtering* oblíquo, o ângulo de incidência dos átomos no substrato é inclinado em relação ao plano do filme. Isso promove um crescimento anisotrópico da camada depositada, resultando em estruturas colunares ou texturizadas, dependendo das condições de deposição. Essa técnica é utilizada para obter propriedades específicas, como superfícies rugosas ou alinhadas, que são importantes em aplicações ópticas, sensores e dispositivos que requerem controle da morfologia superficial. A orientação oblíqua dos átomos pode ser utilizada para melhorar a aderência do filme e introduzir anisotropias controladas, ajustando as propriedades magnéticas e elétricas do material depositado. Em filmes ferromagnéticos, o *sputtering* oblíquo direciona o eixo preferencial de cresci-

mento, favorecendo uma orientação específica da estrutura cristalina ou das propriedades magnéticas. Adicionalmente, a aplicação de um campo magnético no substrato durante o processo pode intensificar essa anisotropia, proporcionando um controle ainda maior sobre as características magnéticas do filme. Nesta tese, para a fabricação de algumas amostras, a deposição oblíqua foi realizada variando-se o ângulo de inclinação do substrato. Para isso, foram desenvolvidos suportes com diferentes inclinações, confeccionados em materiais não magnéticos, nos quais os substratos foram fixados.

### 3.1.5 *Annealing* em Filmes Finos

O processo de *annealing* (ou recozimento) é uma etapa crucial no tratamento de filmes finos depositados por técnicas como o sputtering. Após a deposição, os filmes podem apresentar tensões internas, estrutura amorfa ou propriedades físicas e químicas que precisam ser ajustadas para atender às exigências de aplicação. O *annealing* consiste em aquecer o material a uma temperatura controlada, geralmente abaixo de seu ponto de fusão, seguido de um resfriamento controlado. Essa etapa permite a reorganização atômica e a redução de defeitos, melhorando significativamente as propriedades estruturais, elétricas, magnéticas e ópticas do filme.

O processo de *annealing* foi utilizado em alguns filmes para promover a transição da condição amorfa para a estrutura policristalina. Para isso, empregamos um sistema de aquecimento capaz de atingir temperaturas de até 950 °C. O aquecimento é realizado de forma lenta e controlada, com uma duração aproximada de 30 minutos, e o resfriamento segue o mesmo padrão, garantindo um controle preciso do processo. Esse método possibilita a recristalização homogênea do material, otimizando suas propriedades estruturais.

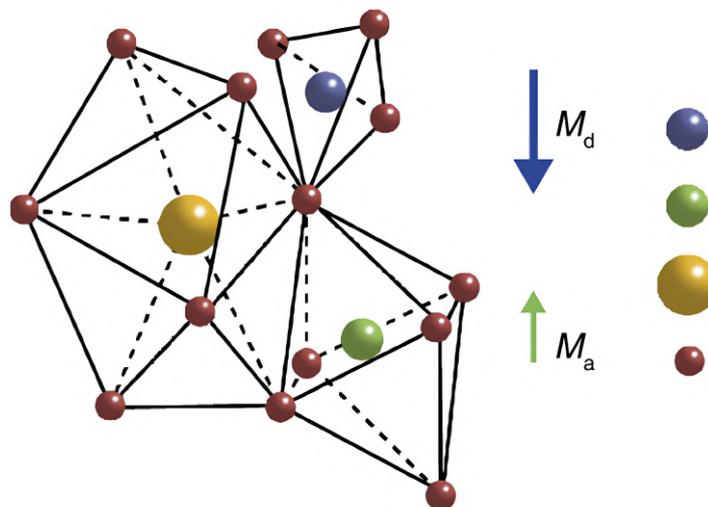
## 3.2 Granada de Ítrio e Ferro (YIG)

Um dos materiais magnéticos mais amplamente utilizados e conhecidos é a granada de ítrio e ferro ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ), ou YIG (*yttrium iron garnet*). Este material ferrimagnético se destaca por suas propriedades excepcionais, essenciais para os avanços tanto da área da spintrônica quanto da orbitrônica, devido à sua notável versatilidade magnética. Mesmo não possuindo SOC significativo [65], é possível usá-lo para bombear correntes de spins que se acoplam com OAM em uma camada adjacente. Entre suas características mais notáveis, que o tornam particularmente atraente para as mais referidas áreas, estão: (I) parâmetro de amortecimento de Gilbert extremamente baixo [66], o que resulta em

uma pequena largura de linha de FMR, que favorece a injeção de corrente de spin em um material adjacente, gerando sinais ISHE de grande magnitude. (II) Comprimento de difusão de spin elevado (da ordem de centímetros) [67], o que possibilita o estudo detalhado da propagação de ondas de spin no YIG. (III) Alto gap de energia (entre a banda de valência e a banda de condução) da ordem de 3 eV [68], conferindo-lhe propriedades isolantes. Essa característica é vantajosa para evitar efeitos galvanomagnéticos que podem interferir na detecção ISHE. Assim, uma das tarefas desta pesquisa foi a obtenção de YIG de alta qualidade cristalográfica e magnética, produzido pela técnica de LPE, apresentada na próxima seção.

Com relação à célula unitária, o YIG apresenta uma estrutura cristalina cúbica de corpo centrado, com 80 átomos por célula unitária. O íon  $Y^{3+}$  é diamagnético, sendo a propriedade ferrimagnética do YIG atribuída aos íons  $Fe^{3+}$ , dos cinco íons de ferro presentes na fórmula  $Y_3Fe_5O_{12}$ , dois ocupam os sítios octaédricos, enquanto os outros três ocupam os sítios tetraédricos, Figura 23. Os íons em cada sub-rede se alinham paralelamente entre si, mas, devido à interação de super-exchange mediada pelos íons  $O^{2-}$ , os íons de ferro das duas sub-redes se orientam antiparalelamente, formando a estrutura ferrimagnética característica. Cada íon  $Fe^{3+}$  possui um momento magnético de  $5\mu_B$ , e devido ao alinhamento antiparalelo das sub-redes, o momento magnético total do YIG é de  $5\mu_B$  [69].

Figura 23: A célula unitária do YIG ferrimagnético. As esferas azuis, verdes, amarelas e vermelhas correspondem aos íons  $Fe^{3+}$  no sítio tetraédrico (d- $Fe^{3+}$ ), aos íons  $Fe^{3+}$  no sítio octaédrico (a- $Fe^{3+}$ ), aos íons  $Y^{3+}$  e aos íons  $O^{2-}$ , respectivamente. Os íons d- $Fe^{3+}$  e a- $Fe^{3+}$  formam duas sub-redes ferromagnéticas com magnetizações  $M_a$  e  $M_d$ , sendo acopladas antiferromagneticamente.

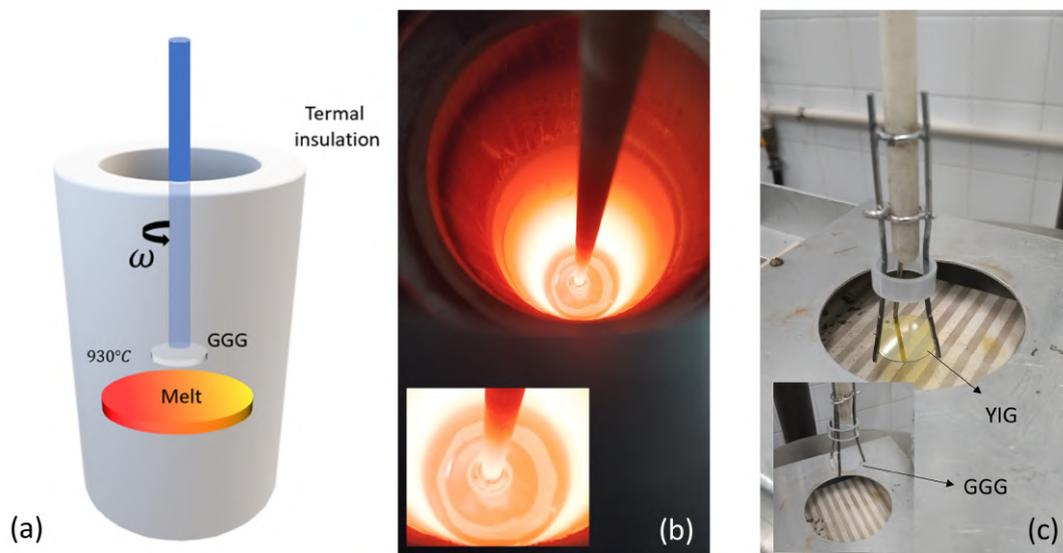


Fonte: [70]

### 3.3 Epitaxia em Fase Líquida (LPE)

A LPE é uma técnica amplamente utilizada para o crescimento de filmes finos e estruturas epitaxiais de materiais cristalinos, especialmente em sistemas semicondutores, óxidos e cerâmicas. O princípio básico da LPE envolve o crescimento de filmes epitaxiais a partir de uma solução líquida supersaturada de material precursor (*melt*). A solução é aquecida até que o material de interesse se dissolva e, em seguida, o substrato é imerso na solução líquida (no crescimento de YIG usamos como substrato o GGG (*Gadolinium Gallium Garnet*)). Quando o substrato é resfriado, o material começa a precipitar na superfície do substrato, formando um filme cristalino que segue a orientação cristalina do substrato, resultando em um crescimento epitaxial. Esse processo é altamente controlado por fatores como temperatura de resfriamento, tempo de crescimento e concentração do precursor na solução. A Figura 24 (a) ilustra o processo de LPE. A Figura 24 (b) e (c) mostram fotos reais do *melt* e do YIG crescido sobre o substrato de GGG.

Figura 24: Esquema do processo de LPE: o substrato GGG é imerso no *melt* de YIG a uma temperatura de 950 °C. A imersão é realizada com rotação controlada do substrato, o que afeta diretamente a espessura do filme de YIG depositado. (b) Imagem do GGG submerso no *melt* de YIG na temperatura de 950 °C. A qualidade do *melt* é avaliada pela alta refletividade da superfície. (c) Comparação do substrato GGG antes e depois do crescimento do filme de YIG, evidenciando a formação e a qualidade do filme.



Fonte: o autor (2025).

Entre as vantagens da LPE, destaca-se a alta qualidade cristalina dos filmes depositados, uma vez que o processo resulta em camadas com boa integridade cristalina devido à sua natureza epitaxial. A técnica também permite um controle preciso da composição

dos filmes, o que é especialmente útil na fabricação de ligas ou compostos com proporções controladas de diferentes elementos.

A LPE é uma técnica eficaz para o crescimento de filmes finos com alta qualidade cristalina e controle preciso da composição, sendo particularmente útil em aplicações em que essas propriedades são essenciais. Apesar de algumas limitações em relação à taxa de crescimento e ao controle da espessura do filme, a LPE continua a ser uma escolha popular na fabricação de dispositivos semicondutores e optoeletrônicos devido à sua simplicidade e excelente qualidade dos filmes produzidos.

### 3.4 Técnica de FMR

A técnica de FMR é uma técnica de espectroscopia de absorção ressonante de radiação, geralmente na faixa de micro-ondas, amplamente utilizada para o estudo das propriedades magnéticas de diversos materiais. Ela é particularmente importante porque permite a determinação de parâmetros físicos cruciais, como a magnetização de saturação, os campos de anisotropia magnética, os mecanismos de relaxação da magnetização e a dinâmica da magnetização em resposta a estímulos externos, fornecendo informações detalhadas sobre os comportamentos magnéticos dos materiais.

A FMR foi observada pela primeira vez em 1912 por Arkadyev, que mediu a absorção de radiação de alta frequência por um material ferromagnético [71]. No entanto, uma explicação qualitativa para o fenômeno só foi fornecida por Ya. G. Dorfman em 1923 [72]. Em 1946, os pesquisadores Zavoiskii [73] e Griffiths [74] confirmaram independentemente a presença de linhas de ressonância em materiais como Ni, Fe e Co.

A ideia principal de um experimento de FMR consiste em aplicar um campo de micro-ondas em uma amostra situada em um campo magnético estático  $\vec{H}$  e observar as linhas de absorção ressonante. O campo de radiação de micro-ondas  $\vec{h}_{RF}$  é aplicado perpendicularmente ao campo magnético estático, com  $h_{RF} \ll H$ , que perturba os spins, desviando-os de sua posição de equilíbrio. Na condição de ressonância, o campo de micro-ondas induz a precessão dos spins, fazendo com que a amostra absorva o máximo de energia da radiação. A frequência da radiação de micro-ondas é mantida constante durante a detecção das curvas de FMR, enquanto o campo  $\vec{H}$  é variado para ajustar a condição de ressonância. A ressonância é caracterizada por uma linha de absorção, cuja largura fornece informações sobre os mecanismos de perdas energéticas. O campo de ressonância  $\vec{H}_R$  é um importante parâmetro experimental, que corresponde ao valor do campo magnético

estático necessário para que ocorra a absorção máxima. Este campo oferece informações sobre as anisotropias magnéticas e a magnetização efetiva da amostra.

### 3.4.1 Sinal de Absorção na Técnica de FMR

Nas medições de FMR, o sinal de absorção gerado por esses filmes finos é significativamente mais fraco quando comparado ao de amostras mais volumosas, o que dificulta a detecção precisa dos sinais. Uma abordagem para contornar essa limitação é o uso de técnicas de processamento de sinais de baixa amplitude, que aumentam a sensibilidade e a eficiência da detecção. Uma dessas técnicas é a detecção *lock-in*, que permite amplificar o sinal FMR proveniente de filmes finos ao sincronizá-lo em frequência e fase com um sinal de referência senoidal, o qual modula o campo magnético  $\vec{H}$ . Esse sinal pode ser captado por um diodo detector de micro-ondas e convertido em um sinal DC. Antes de ser enviado ao amplificador *lock-in*, o sinal pode ser previamente amplificado por um amplificador sintonizado, ajustado para a mesma frequência de modulação do campo externo. Como o sinal *lock-in* necessita de alguma modulação para ser previamente sintonizado, em geral modula-se  $\vec{H}$ , por ser mais simples e necessitar apenas de um par de bobinas na configuração Helmholtz, que devem ser alimentadas por uma corrente AC. Estas bobinas geram um campo de modulação,  $\vec{h}_{\text{mod}} = h_{\text{mod}} \cos(\omega_{\text{mod}}t)$ , paralelo a  $\vec{H} = H_0 \hat{z}$ , tal que  $h_{\text{mod}} \ll H_0$ . O campo magnético efetivo é dado por  $\vec{H} = H_0 \hat{z} + h_{\text{mod}} \cos(\omega_{\text{mod}}t)$ . A tensão medida no diodo detector,  $V(H)$ , pode ser obtida fazendo a expansão de  $V(H)$  em série de Taylor

$$V(H) = V(H_0) + \left. \frac{dV(H)}{dH} \right|_{H_0} (H - H_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2V(H)}{dH^2} \right|_{H_0} (H - H_0)^2 + \dots \quad (3.1)$$

$$V(H) \approx V(H_0) + \left. \frac{dV(H)}{dH} \right|_{H_0} h_{\text{mod}} \cos(\omega_m t) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2V(H)}{dH^2} \right|_{H_0} [h_{\text{mod}} \cos(\omega_m t)]^2 + \dots \quad (3.2)$$

No *lock-in* é possível selecionar apenas um harmônico específico da expansão de Taylor. Geralmente, é escolhido o primeiro harmônico, mas, há experimentos de transporte não local nos quais o segundo harmônico pode conter contribuições relevantes. Além disso, considerando mecanismos de perdas energéticas, o tensor susceptibilidade magnética  $\chi_{xx} \rightarrow \chi'_{xx} - i\chi''$ , para  $\omega_0 \rightarrow \omega_0 + i\alpha\omega$  [56]. Experimentalmente, é usual polarizar o campo de micro-ondas  $\vec{h}_{r,f}$  em uma direção  $x$  ou  $y$ , dessa forma a potência média  $\langle P \rangle$  absorvida pela amostra torna-se  $\langle P \rangle = -\omega h_{xx}^2 \text{Im}[\chi_{xx}(H_0)]$ . Assim, selecionando apenas o primeiro harmônico, o sinal FMR assume a seguinte forma

$$V(H) = h_{\text{mod}} \left. \frac{dV(H)}{dH} \right|_{H_0} \propto h_{\text{mod}} \left. \frac{d}{dH} \langle P \rangle \right|_{H_0} = h_{\text{mod}} \omega h_{xx}^2 \left. \frac{d \text{Im}[\chi_{xx}(H_0)]}{dH} \right|_{H_0}, \quad (3.3)$$

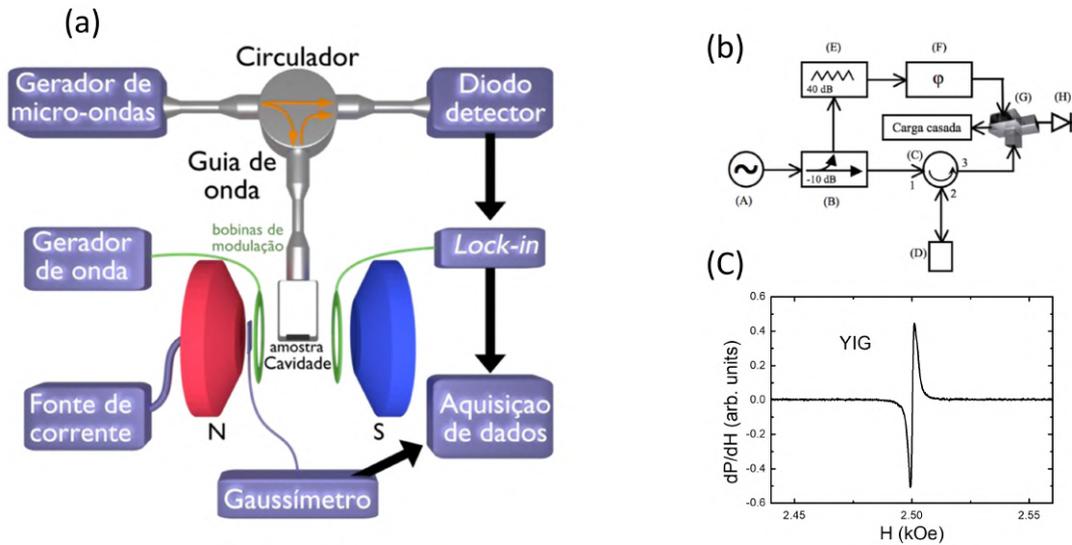
$$V(H) = h_{\text{mod}} \omega h_x^2 M \left( \frac{(H_0 - H_r) \Delta H}{[(\Delta H)^2 + (H_0 - H_r)^2]^2} \right), \quad (3.4)$$

onde  $\Delta H$  é a meia largura de linha à meia altura (*half width at half maximum - HWHM*). A Equação (3.4) representa a derivada de uma curva Lorentziana. Por exemplo, para filmes de YIG crescidos por LPE,  $\Delta H \sim 1.0$  Oe, enquanto que para a liga de  $\text{Ni}_{11}\text{Fe}_{81}$  (Permalloy)  $\Delta H \sim 30.0$  Oe. De acordo com a Equação (3.4), os sinais FMR para YIG devem ser muito mais expressivos.

### 3.4.2 Montagem Experimental de FMR

Os resultados de FMR apresentados nesta tese foram obtidos utilizando um espectrômetro de FMR desenvolvido no Departamento de Física, conforme ilustrado no diagrama de blocos da Figura 25 (a). A amostra é posicionada na parte inferior de uma cavidade retangular de micro-ondas, que opera no modo  $\text{TE}_{102}$  e concentra os máximos valores de  $h_{rf}$ . O gerador opera na banda X (8 – 12 GHz) e transmite radiação por guias de onda até a cavidade ressonante, com a frequência de rf mantida fixa enquanto o campo magnético estático  $\vec{H}$  é varrido. Na condição de ressonância, a amostra absorve parte da radiação incidente, causando uma diminuição do sinal refletido no detector. Nessa condição, a magnetização da amostra precessiona com uma frequência que coincide com a da radiação incidente, provocando um desajuste na cavidade e gerando um sinal detectável. A radiação refletida retorna pelo guia de ondas até um diodo detector, que converte o sinal de micro-ondas em uma tensão DC. Este sinal é amplificado por um pré-amplificador sintonizado e enviado a um amplificador *lock-in*, ajustado para a frequência e fase da modulação do campo estático. Por fim, os dados processados são transferidos para um computador via interface GPIB para análise e armazenamento.

Figura 25: (a) Diagrama de blocos das montagens experimentais de ressonância ferromagnética. a) Cavidade ressonante operando na banda X. (b) Circuito de micro-ondas composto pelos seguintes componentes: gerador de micro-ondas (A), acoplador direcional (B), circulator (C), cavidade (D), atenuador (E), defasador (F), T-mágico (G) e detector (H). (c) Curva de absorção de FMR obtida para um filme de YIG puro.



Fonte: adaptada de [28, 29].

O circuito de micro-ondas é apresentado na Figura 25 (b). Este circuito abrange desde o gerador até o diodo detector. A radiação gerada é dividida em dois ramos por meio de um acoplador direcional (B). Aproximadamente 10 dB do sinal de entrada é direcionado ao ramo de referência (ramo superior), enquanto o restante da radiação é encaminhado ao ramo da cavidade (ramo inferior). A radiação do ramo de referência é utilizada para polarizar o diodo detector (H) no ponto de operação, assegurando que o diodo funcione no regime linear. O atenuador (E), com 40 dB de atenuação, e o defasador (F) são utilizados para garantir que as micro-ondas no ramo de referência e a radiação refletida pela cavidade estejam em fase quando se combinarem no diodo detector. A micro-onda proveniente do acoplador direcional (B) incide na porta 1 do circulator (C), sai pela porta 2 e é direcionada à cavidade carregada com a amostra. A radiação refletida pela cavidade entra na porta 2 do circulator, sai pela porta 3 e é encaminhada para uma das portas de um T-mágico (G). A função do circulator é direcionar a radiação gerada para a amostra e, simultaneamente, enviar a radiação refletida de volta ao diodo detector. Este diodo detector retifica a radiação refletida pela cavidade de micro-ondas, permitindo a medição da absorção pela amostra. Assim, uma tensão elétrica é gerada no detector, sendo amplificada por um amplificador sintonizado à frequência do campo de modulação. O sinal amplificado é então enviado para o *lock-in*, onde ocorre a detecção diferencial,

travada em fase e frequência com o sinal de modulação.

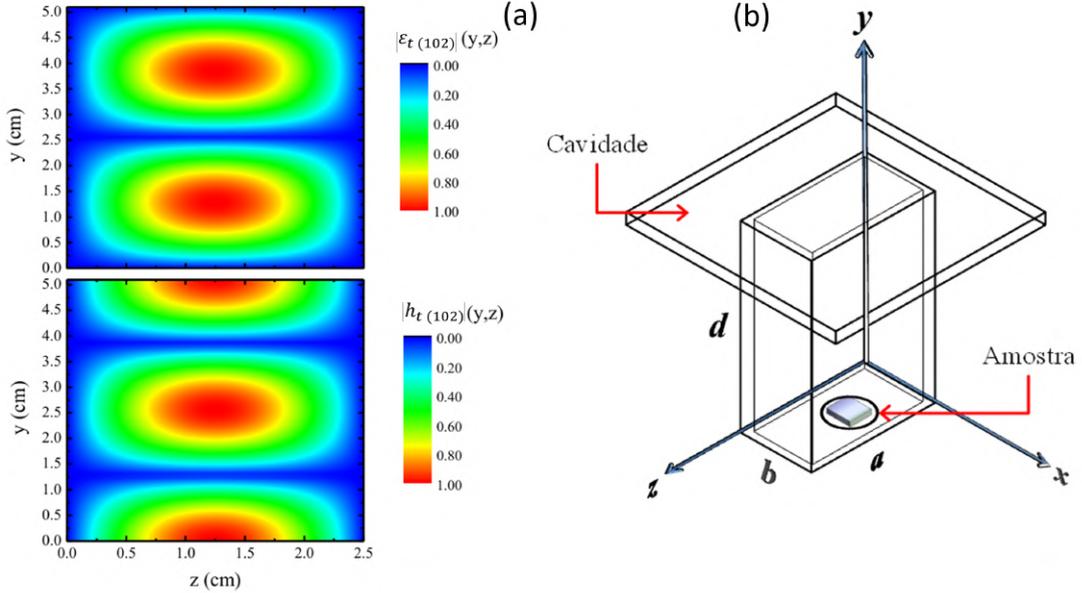
As cavidades ressonantes disponíveis operavam em duas frequências: 9.41 GHz ou 9.51 GHz. A amostra é colocada na extremidade da cavidade retangular através de um pequeno furo com cerca de 5 mm de diâmetro, como ilustrado na Figura 26. Partindo das equações de Maxwell para os campos  $\vec{\varepsilon}$  e  $\vec{h}$  podemos obter as expressões para os modos de propagação transversal elétrico (TE) e transversal magnético (TM) [75]. As frequências de cada modo dentro da cavidade é dada por  $\omega_{m,n,p} = \pi c / \sqrt{\mu\epsilon} \sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2 + (p/d)^2}$ . Dada as dimensões da cavidade ( $a = 2.4$  cm,  $b = 1.19$  cm,  $d = 5.04$  cm) operaremos no modo  $T_{102}$ , cuja as expressões para os campos elétricos e magnéticos são dadas por [75]

$$\vec{\varepsilon}_{t(102)} = i\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}\sqrt{1 + 4\left(\frac{a}{d}\right)^2}H_0\sin\left(\frac{2\pi y}{d}\right)\sin\left(\frac{\pi z}{a}\right)\hat{x} \quad (3.5)$$

$$\vec{h}_{t(102)} = -\frac{2\pi^2}{ady^2}h_0\cos\left(\frac{2\pi y}{d}\right)\sin\left(\frac{\pi z}{a}\right)\hat{x} \quad (3.6)$$

Nota-se que, para este conjunto de valores, os modos TM ressonante não se propagam em cavidades (são ondas estacionárias). Daqui, fica claro que os campos  $\vec{\varepsilon}_t$  e  $\vec{h}_t$  na amostra dependem de sua localização dentro da cavidade. Deve-se notar também que o campo magnético de rf circula dentro da cavidade pois tem componentes nas direções  $x$  e  $y$ , ou seja,  $\vec{h} = h_y\hat{y} + h_z\hat{z}$ . A Figura 26 mostra a distribuição dos campos  $\vec{\varepsilon}_t$  e  $\vec{h}_t$  versus as dimensões da cavidade ( $y, z$ ). Como se pode observar, na região onde a amostra se encontra  $(x, y, z) \cong (b/2, 0, a/2)$  o campo elétrico é zero e o campo magnético transversal é máximo. Isto é muito importante, pois isto permite assegurar que nas condições reais em que o experimento de FMR se efetua o campo elétrico é aproximadamente nulo e o mais importante, o campo magnético é uniforme em toda a amostra.

Figura 26: (a) Distribuição dos campos elétrico e magnético dentro de uma cavidade ressonante retangular. (b) Esquema dessa cavidade ressonante com dimensões ( $a = 2.4, b = 1.9, d = 5.04$ ), em cm.



Fonte: adaptada de [75].

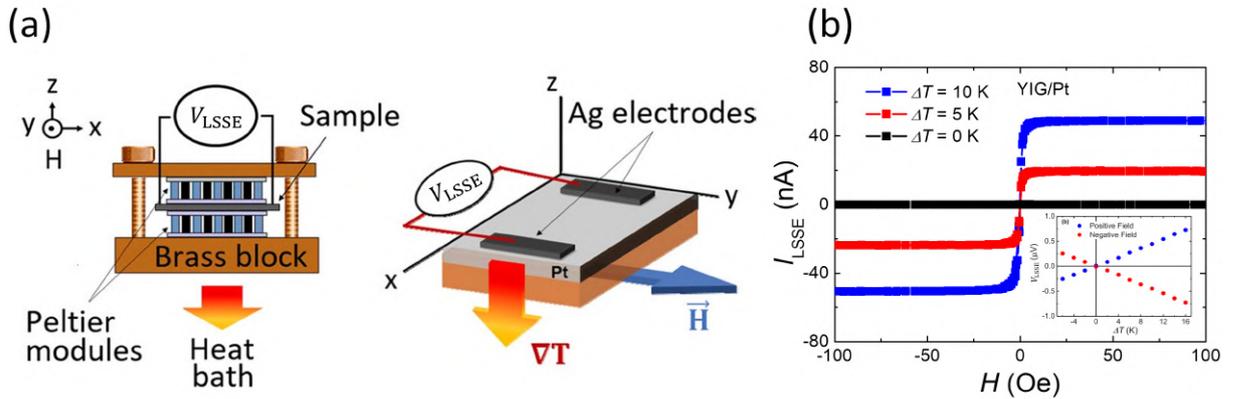
Além das curvas de FMR, que são medidas AC, a configuração de FMR também permite a detecção de sinais DC, originados da conversão spin-orbital em corrente de carga, seja por efeitos convencionais ou anômalos. Para as medições DC, a modulação é desligada e, em vez do *lock-in*, é utilizado um nanovoltímetro. As medições DC no plano do filme foram realizadas usando cavidade de 9.41 GHz, enquanto que para as medições fora do plano do filme foi usada a cavidade de 9.51 GHz. Estas cavidades possuem geometrias específicas, adequadas para tais configurações angulares. A configuração fora do plano foi utilizada, em geral, apenas para a medição dos efeitos anômalos. Nos efeitos convencionais, a polarização de spin é fixada pelo campo  $\vec{H}$  no plano do filme, e a direção da corrente de spin é perpendicular ao plano. Por outro lado, nos efeitos anômalos, a medição é realizada aplicando-se  $\vec{H}$  fora do plano. A polarização orbital é controlada pela escolha adequada do sinal do SOC da camada HM (*heavy metal*) nas heteroestruturas FM/HM/NM. Para HM com SOC positivo, a polarização orbital e a de spin alinham-se paralelamente ao campo  $\vec{H}$ . Já quando o SOC é negativo, apenas a polarização de spin permanece paralela a  $\vec{H}$ , enquanto a polarização orbital se orienta antiparalelamente.

### 3.5 Técnica Experimental para o Seebeck Longitudinal

Para medições de LSSE, é necessário aplicar um gradiente térmico,  $\vec{\nabla}T$ , em uma amostra magnética. Esse gradiente térmico cria uma corrente de spin, que é convertida em corrente de carga no NM adjacente devido ao ISHE. A tensão elétrica  $V_{\text{ISHE}}$  gerada é diretamente proporcional ao gradiente térmico  $\vec{\nabla}T$  e ao campo magnético  $\vec{H}$ . Como consequência, uma assinatura do sinal LSSE é a variação da polaridade de  $V_{\text{ISHE}}$  quando o campo magnético  $\vec{H}$  ou o gradiente térmico  $\vec{\nabla}T$  alteram seu sinal.

Em contraste com o FMR, o sinal do LSSE não decorre de uma resposta magnética do sistema, mas sim de um fluxo direto de elétrons, o que torna uma medição mais simples e viável por meio de uma montagem experimental básica. Uma ilustração experimental para a medição do LSSE está apresentada na Figura 27 (a), e um sinal típico de LSSE é mostrado na Figura 27 (b).

Figura 27: Ilustração esquemática da configuração experimental LSSE para gerar a corrente de spin perpendicular e a vista planar mostrando os eletrodos Ag para medir a tensão  $V_{\text{LSSE}}$ . (b) Corrente de carga  $I_{\text{LSSE}}$ , definida como  $V_{\text{LSSE}}/R$ , em função da variação do campo  $\vec{H}$ , caracterizado por uma curva típica de histerese. O inset mostra a relação linear entre o sinal LSSE e o gradiente térmico, que é proporcional a diferença de temperatura.



Fonte: adaptada de [76].

Primeiramente, foi construído um banho térmico que, durante a medição, se mantém à temperatura ambiente e garante o fluxo térmico direcional. O banho térmico foi fabricado em latão, uma liga não magnética, com dimensões da ordem de alguns centímetros, significativamente maiores do que as da amostra e da pastilha termoelétrica utilizada. Na parte superior do banho térmico, foi instalada uma haste móvel à qual foi fixada uma pastilha termoelétrica (Peltier) de dimensões  $2 \times 1 \text{ mm}^2$ , permitindo ajustar sua proxi-

midade em relação à amostra. A pastilha Peltier está conectada a uma fonte DC, na qual aplicamos uma corrente elétrica variando entre -600 mA e 600 mA, com uma tensão máxima de 1 V.

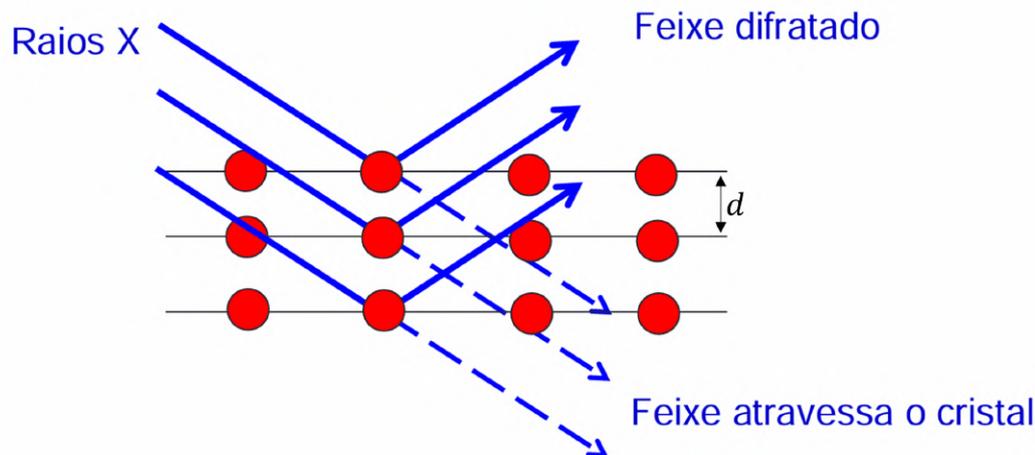
Ao aplicar uma corrente positiva, uma das faces da pastilha termoelétrica aquece, mantendo-se   temperatura  $T_q$ , enquanto a outra face esfria, atingindo a temperatura  $T_0$ . Quando a corrente elétrica é invertida, o gradiente térmico na pastilha também se inverte, ou seja, a face que antes estava quente passa a esfriar, e vice-versa. Para cada valor da corrente,   possível estabelecer um gradiente térmico correspondente. Esse gradiente, que varia 0 K e 15 K, é gerado entre o material NM, onde os contatos elétricos são fixados, e o substrato, que é mantido à temperatura ambiente  $T_0$ . A diferença de temperatura na amostra,  $\Delta T = T_q - T_0$ ,   medida utilizando um termopar. A amostra é posicionada entre o Peltier e o banho térmico, sendo fixada com pasta térmica para melhorar o contato entre as superfícies do Peltier/amostra e amostra/banho. Os contatos elétricos são feitos com fios de cobre, fixados nas extremidades da amostra utilizando tinta de prata. Após a fixa o da amostra, a montagem é colocada entre eletroímãs, nos quais se aplica um campo magnético estático e uniforme, de intensidade variável. Este campo magnético controla diretamente a polariza o de spin, e, indiretamente, influencia a polariza o orbital, em conjunto com o SOC. Os eletrodos são então conectados a um nanovoltímetro, responsável pela detec o da tensão  $V_{LSSE}$ , cujo sinal tipicamente apresenta uma intensidade da ordem de alguns microvolts ( $\mu V$ ).

## 3.6 Difrato metro de Raios X

Neste trabalho, utilizamos um difrato metro de raios X para investigar fases amorfas e cristalinas de alguns materiais. Além disso, essa poderosa técnica nos permitiu entender comportamentos atômicos difusivos em interfaces.

A incidência de feixes de raios X sobre uma estrutura cristalina gera feixes refletidos que são espalhados elasticamente pela nuvem eletrônica do cristal [8, 48]. Os feixes espalhados podem interagir entre si sofrendo interferências construtivas e destrutivas. A Figura 28 mostra os raios incidentes e refletidos para os planos atômicos separados por uma distância  $d$ . Para atingir a condi o de interferência construtiva, a diferença de caminho óptico entre os feixes incidentes e refletidos deve ser um múltiplo inteiro do comprimento de onda, que é conhecida como lei de Bragg, expressa através da seguinte equa o  $n\lambda = 2d \sin \theta$ , onde  $n$    um inteiro, e  $\lambda$  é o comprimento de onda.

Figura 28: Ilustração da incidência dos feixes de raios X sobre planos atômicos espaçados por uma distância  $d$ .



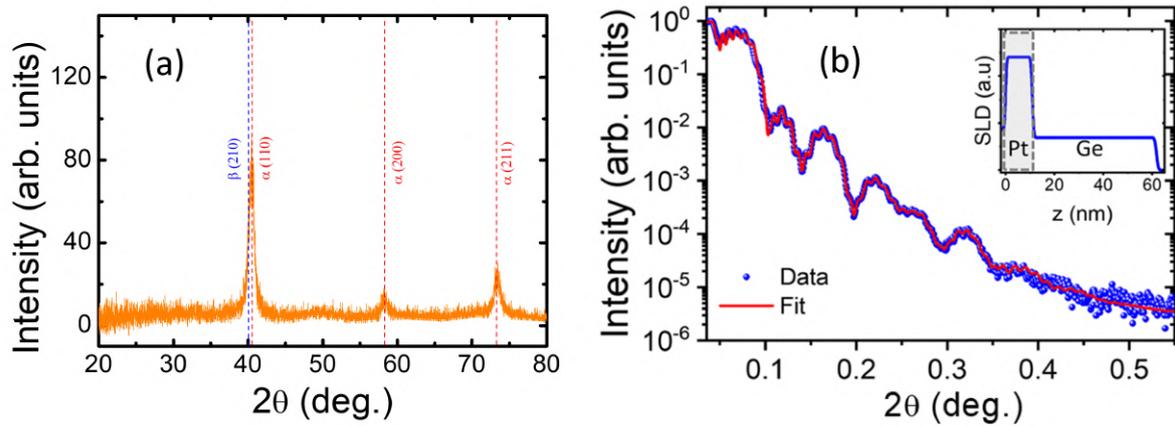
Fonte: o autor (2025).

A geração dos raios X é realizada a partir do aquecimento de um filamento de tungstênio, onde os elétrons da superfície são emitidos via emissão termiônica. Os feixes de raios X passam por uma série de fendas e filtros para produzir um feixe monocromático colimado.

Os modos de operação de um difratômetro de raios X podem ser caracterizados quanto ao modo de operação rasante ou de refletividade. O modo rasante é usado para analisar a estrutura cristalina de superfícies ou camadas muito finas, fornecendo importantes características dos filmes, como sua cristalinidade. Nesse modo de operação, o feixe de raios X incide sobre a amostra em um ângulo muito baixo (geralmente menor que  $5^\circ$ ). Esse ângulo reduzido limita a penetração dos raios X na amostra, tornando a técnica altamente sensível à superfície e às camadas próximas. Portanto, o modo rasante minimiza a contribuição do volume da amostra, destacando as informações superficiais, e permite caracterizar estruturas muito finas sem interferência significativa do substrato. Por outro lado, no modo de refletividade, um feixe de raios X incide sobre a superfície da amostra em ângulos muito baixos, próximos ou abaixo do ângulo crítico para reflexão total. O feixe refletido é analisado em função do ângulo de incidência, permitindo determinar parâmetros estruturais importantes como a espessura, densidade e rugosidade das camadas. No modo de refletividade, as franjas (oscilações de Kiessig) resultam da interferência entre feixes de raios X refletidos nas interfaces das camadas da amostra. As franjas de inter-

ferência surge porque os feixes refletidos nas interfaces possuem diferenças de caminho óptico. A intensidade da luz refletida varia de forma periódica em função do ângulo de incidência, resultando nas oscilações características [8, 48]. A Figura 29 mostra resultados de raios X para os dois modos de operação.

Figura 29: Padrões de raios X. (a) Equipamento operando no modo rasante, onde se observam picos característicos referente a cada plano cristalográfico de um filme fino de W policristalino [77]. (b) Modo de refletividade com franjas típicas. Este modo foi usado para estudar a difusão na interface entre a bicamada Pt/Ge [78].



Fonte: o autor (2025).

# 4 Resultados e Discussões

O presente capítulo apresenta uma análise detalhada dos principais resultados experimentais obtidos desta tese. Esses resultados não apenas aprofundam o entendimento dos fenômenos orbitais e spintrônicos como também representam avanços significativos no campo da orbitrônica. Os dados foram organizados de maneira sistemática, destacando as contribuições essenciais desta pesquisa e proporcionando uma compreensão integrada entre a teoria e os resultados experimentais. As seções estão estruturadas da seguinte forma: as duas primeiras abordam os resultados do IOHE e ISHE em Ti, Ru e Ge, seguidas por duas seções dedicadas aos efeitos anômalos inversos, AIOHE e AISHE. Esses efeitos ocorrem no *bulk* do material, apresentando efeitos interfaciais desprezíveis. Por fim, as duas últimas seções apresentam os resultados do IORE em interfaces de Pt/CuO<sub>x</sub> e W/CuO<sub>x</sub>.

## 4.1 Efeitos de Volume: Medidas de IOHE em Ti e Ru

Resultados teóricos [54] indicam que o Ti e Ru apresentam condutividades<sup>1</sup> orbital e de spin dadas por  $\sigma_{SH}^{Ti} = -17 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ ,  $\sigma_{OH}^{Ti} = 4304 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ ,  $\sigma_{SH}^{Ru} = 135 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ , e  $\sigma_{OH}^{Ru} = 5545 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ . Esses valores sugerem que, para ambos materiais, os efeitos orbitais são mais pronunciados do que os efeitos de spin. Com base nessas informações, escolhemos como FM o YIG, uma vez que possui SOC desprezível, o que possibilita a injeção pura de correntes de spin [65] e sua conversão pelo ISHE. Fabricamos amostras<sup>2</sup> de YIG/Ti(4), YIG/Ru(4) e comparamos os sinais de SP-FMR com os sinais obtidos para YIG/Pt(4), cujo os valores de condutividade para a Pt são  $\sigma_{SH}^{Pt} = 2212 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ , e  $\sigma_{OH}^{Pt} = 144 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ . Os resultados experimentais dessas medições utilizando SP-FMR são apresentados na Figura 30. A corrente elétrica  $I_{SP-FMR}$  não foi medida diretamente; ela foi calculada como resultado da razão entre a tensão elétrica  $V_{SP-FMR}$  e a resistência

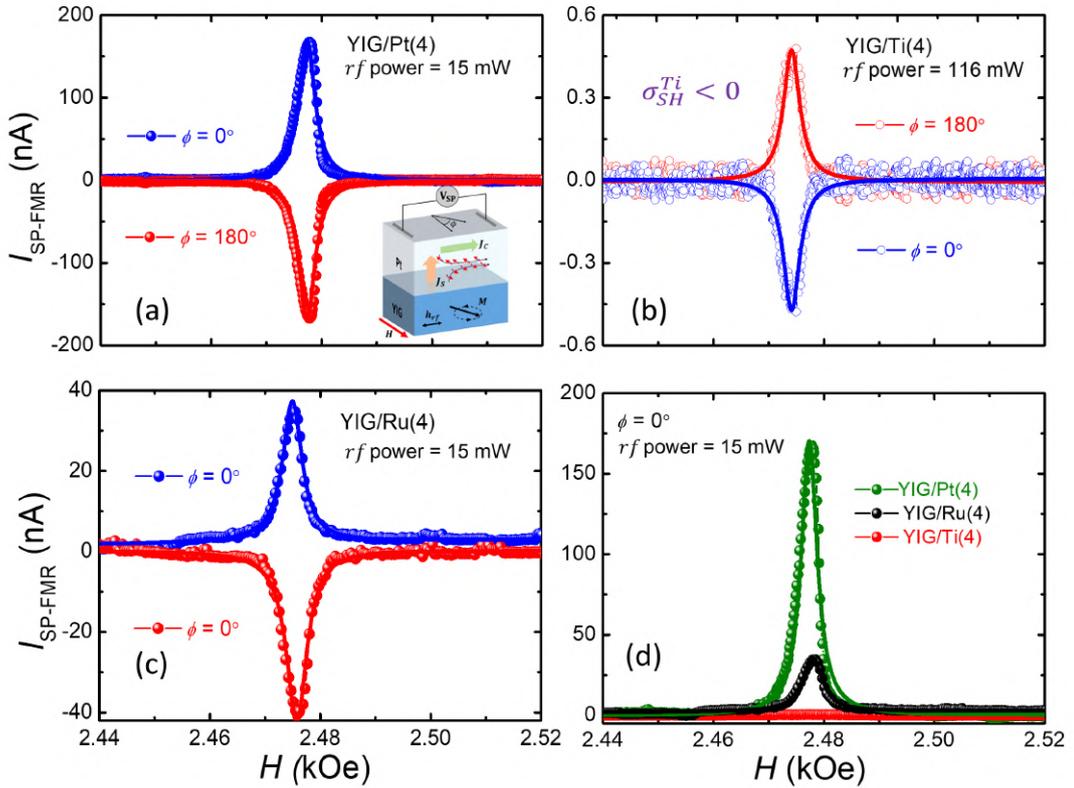
---

<sup>1</sup>As condutividades estão descritas em termo de  $(\hbar/e)$ .

<sup>2</sup>Todas as amostras foram fabricadas usando a técnica de sputtering, com excessão do YIG, que foi crescido por LPE.

medida experimentalmente entre os dois eletrodos fixados nas extremidades das amostras.

Figura 30: Sinais SP-FMR para: (a) YIG/Pt(4). O inset ilustra a técnica SP-FMR, onde uma corrente de spin pura ( $\vec{J}_S$ ) é injetada em Pt. Seu forte SOC cria uma corrente de carga transversal. (b) YIG/Ti(4), com potência de RF muito maior que em (a). Note que  $\sigma_{SH}^{Ti}$  e  $\sigma_{SH}^{Pt}$  apresentam polaridades opostas, com a corrente ISHE positiva para Pt, e negativa para Ti, medidas para  $\phi = 0^\circ$ . (c) YIG/Ru(4), que apresenta um ISHE muito maior do que Ti, mas cerca de sete vezes menor do que o observado em Pt. (d) Comparação dos sinais SP-FMR para YIG/Ti(4), YIG/Ru(4) e YIG/Pt(2), evidenciando a magnitude do ISHE em Pt.



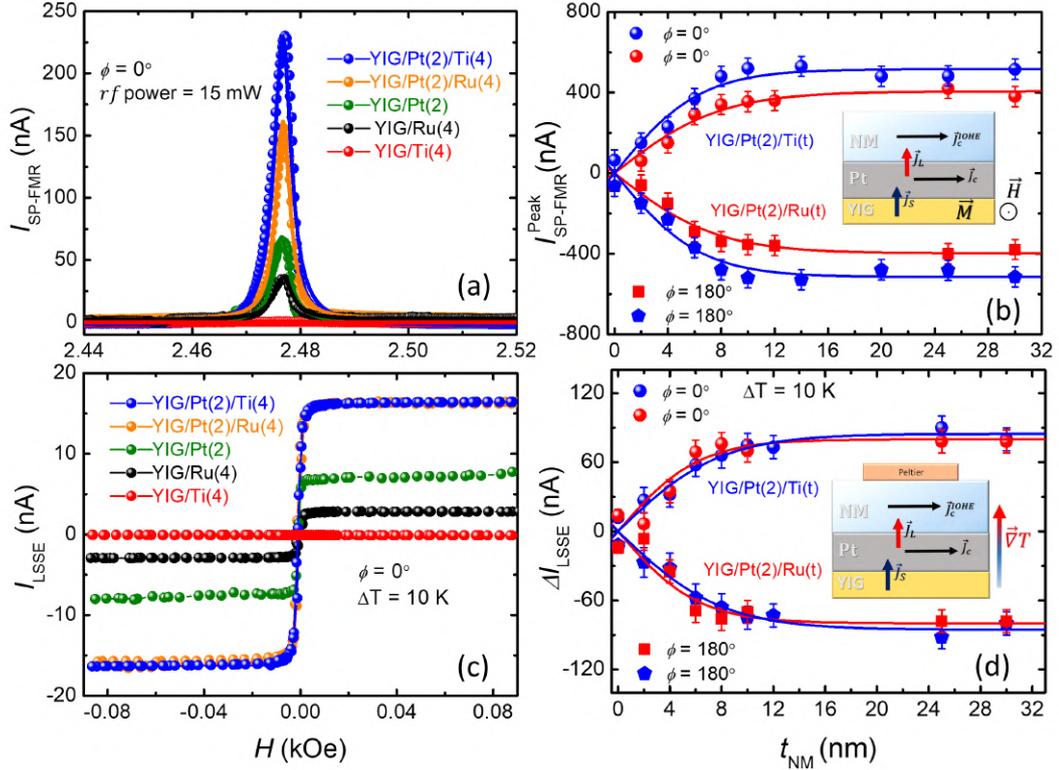
Fonte: o autor (2024).

A comparação entre os resultados das Figuras 30 (a), (b) e (c) mostram que o ISHE em YIG/Ti(4) e YIG/Ru(4) é muito menor que o ISHE em YIG/Pt(4). Encontramos polaridades positiva para Ru e Pt, e negativa para Ti. Os sinais SP-FMR em Ti obedecem à equação  $\vec{J}_c \propto (\vec{J}_S \times \hat{\sigma}_S)$ , com  $\vec{J}_c > 0$  para  $\phi = 0^\circ$  (dados em azul), e  $\vec{J}_c < 0$  para  $\phi = 180^\circ$  (dados em vermelho), onde a polarização de spin  $\hat{\sigma}_S$  é dada pelo sentido da magnetização do YIG, que é paralela ao campo aplicado  $\vec{H}$ . A razão entre as magnitudes dos sinais ISHE gerados em YIG/Pt(4) e YIG/Ti(4) é dada por  $I_{YIG/Pt}^{ISHE}/I_{YIG/Ti}^{ISHE} \cdot P_{Ti}^{rf}/P_{Pt}^{rf} \approx -2 \times 10^3$ . Aqui, consideramos as diferentes potências de rf ( $P_{NM}^{rf}$ ) usadas para excitar os sinais SP-FMR. Portanto, o sinal ISHE em YIG/Pt(4) é três ordens de magnitude maior que o ISHE

em YIG/Ti(4) e mais de cinco vezes maior que o ISHE em YIG/Ru(4). A Figura 30 (d) mostra essa comparação em escala para o ângulo  $\phi = 0^\circ$ , com (símbolos vermelhos) para YIG/Ti(4), (símbolos pretos) para YIG/Ru(4) e (símbolos verdes) para YIG/Pt(4). As linhas contínuas na Figura 30 são os ajustes dos dados experimentais usando curvas Lorentzianas, que fornecem os valores de pico,  $I_{\text{SP-FMR}}^{\text{Peak}}$ , de acordo com a Equação (2.94).

Em seguida, investigamos a injeção de corrente orbital em filmes de Ti e Ru, evitando o uso de metais magnéticos, como Ni ou Co, uma vez que esses materiais apresentam efeitos de autoconversão que interferem nos sinais SP-FMR. Como alternativa, optamos por injetar corrente de spin em Pt, de modo que a corrente orbital gerada surge do acoplamento  $LS$ , devido ao forte SOC da Pt. A corrente acoplada  $J_{LS}$  se difunde ao longo da Pt e pode ser injetada em um NM adjacente. A partir disso, fabricamos novas amostras de YIG/Pt(2)/Ti( $t_{\text{NM}}$ ) e YIG/Pt(2)/Ru( $t_{\text{NM}}$ ), onde  $t_{\text{NM}}$  variou entre 0 e 30 nm. A Figura 31 (a) apresenta a comparação entre os sinais SP-FMR ao depositar Ti (dados em azul) ou Ru (dados em laranja) sobre YIG/Pt(2). Surpreendentemente, notamos que esses sinais SP-FMR se tornaram muito maiores que o ISHE em YIG/Pt(2), YIG/Ru(4) e YIG/Ti(4). Esses resultados não podem ser explicados apenas pelo ISHE. Devido aos imensos valores de  $\sigma_{\text{OH}}$  previstos para Ti e Ru, atribuímos esse ganho ao IOHE. A Figura 31 (b) mostra a corrente elétrica  $I_{\text{SP-FMR}}^{\text{Peak}}$  em função da espessura da camada NM para as amostras contendo Ti (dados em azul) e Ru (dados em vermelho), que apresentaram comportamento semelhante. O valor de  $I_{\text{SP-FMR}}^{\text{Peak}}$  aumentou gradualmente com  $t_{\text{NM}}$ , saturando para  $t_{\text{NM}} > 15$  nm. O inset da Figura 31 (b) ilustra o ISHE em Pt e IOHE na camada NM. Os ajustes dos dados experimentais da Figura 31 (b) foram realizados usando a Equação (2.85) para  $H = H_r$  e  $\phi = 0^\circ$  ou  $\phi = 180^\circ$ . A partir dos ajustes, foi possível obter o comprimento de difusão orbital  $\lambda_L^{\text{Ti}} = (3.2 \pm 0.4)$  nm e  $\lambda_L^{\text{Ru}} = (3.8 \pm 0.6)$  nm. Essa dependência monotômica é característica de efeitos de *bulk*, que tendem a saturar ao aumentar a espessura do material.

Figura 31: Comparação dos sinais SP-FMR e LSSE entre YIG/Ti(4), YIG/Ru(4), YIG/Pt(2), YIG/Pt(2)/Ru(4) e YIG/Pt(2)/Ti(4). (a) Ajustes das curvas de Lorentzian demonstram sinais SP-FMR aprimorados atribuídos à conversão de carga orbital por IOHE em Ti e IOHE em Ru. (b) Os valores de pico das medições SP-FMR para YIG/Pt(2)/Ti( $t_{\text{Ti}}$ ) e YIG/Pt(2)/Ru( $t_{\text{Ru}}$ ), para  $\phi = 0^\circ$  e  $\phi = 180^\circ$ , usando potência de RF de 15 mW. O inset representa a heteroestrutura usada para injetar corrente orbital a partir da condição FMR. (c) Curvas de LSSE mostram comportamento semelhante. (d)  $\Delta I_{\text{LSSE}}$  em função da espessura da camada NM. O inset mostra o esquema do OSE longitudinal.



Fonte: o autor (2024).

A partir dos valores teóricos de  $\sigma_{\text{SH}}$  e  $\sigma_{\text{OH}}$  presentes na ref. [54] é possível determinar a razão  $\theta_{\text{OH}}^{\text{NM}}/\theta_{\text{OH}}^{\text{Pt}}$ . Para o Ti, obtemos  $\theta_{\text{OH}}^{\text{Ti}}/\theta_{\text{SH}}^{\text{Pt}} = 5.5$ , enquanto para o Ru,  $\theta_{\text{OH}}^{\text{Ru}}/\theta_{\text{SH}}^{\text{Pt}} = 2.0$ . Com algumas aproximações, podemos estimar esta razão partindo dos resultados experimentais obtidos na Figura 30 e Figura 31. Para isso, primeiro vamos expressar as equações para as densidades de corrente de carga,  $J_{\text{SP-FMR}} = I_{\text{SP-FMR}}/A_{\text{int}}$ , nas amostras de YIG/Pt e YIG/Pt/NM, onde  $A_{\text{int}}$  é a área da interface. Essas equações são dadas por

$$J_{\text{SP-FMR}}^{\text{Pt}} = w\lambda_S \frac{2e}{\hbar} \theta_{\text{SH}} \tanh\left(\frac{t_{\text{Pt}}}{2\lambda_S}\right) J_S(0), \quad (4.1)$$

$$J_{\text{SP-FMR}}^{\text{NM}} = w\lambda_L \frac{2e}{\hbar} \theta_{\text{OH}} \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_L}\right) J_S(0) \frac{\sinh[(t_{\text{Pt}} - z)/\lambda_S]}{\sinh(t_{\text{Pt}}/\lambda_S)}, \quad (4.2)$$

onde a primeira equação representa a densidade de carga na Pt e a segunda equação a densidade de carga no NM adjacente a Pt, onde a coordenada  $z$  inicia na interface YIG/Pt. A Equação (4.2) leva em conta as perdas associadas à relaxação da corrente orbital na Pt. Neste caso, não estamos considerando perdas na interface Pt/NM. De acordo com a Figura 31 (b),  $I_{\text{SP-FMR}}$  satura em 515 nA, para YIG/Pt(2)/Ti(30), e tem um valor de 65 nA para YIG/Pt(2), obtido pelo máximo da curva verde da Figura 31 (a). A diferença entre esses valores nos fornece o IOHE<sup>3</sup> para Ti para uma potência de rf de 15 mW, resultando em 450 nA. Usando  $I_{\text{SP-FMR}}^{\text{Pt}(8)} = 167$  nA,  $\lambda_S = 1.6$  nm,  $t_{\text{Pt}} = 8.0$  nm,  $\lambda_L = 3.2$  nm,  $t_{\text{Ti}} = 30$  nm, e  $z = 2$  nm, que representa a posição da interface Pt/Ti, encontramos  $\theta_{\text{OH}}^{\text{Ti}} / \theta_{\text{SH}}^{\text{Pt}} \approx 4.3$ . O valor é próximo do valor teórico, evidenciando que nossos resultados experimentais são decorrentes da conversão orbital em carga pelo IOHE. Para o Ru,  $I_{\text{SP-FMR}}$  satura em 405 nA. Subtraindo o ISHE do Ru(30) pelo ISHE da Pt(2), resulta em  $I_{\text{SP-FMR}} = 260$  nm. Usando  $\lambda_L = 3.8$  nm, encontramos  $\theta_{\text{OH}}^{\text{Ru}} / \theta_{\text{SH}}^{\text{Pt}} \approx 1.8$ , que concorda com a razão teórica.

Também investigamos o bombeamento orbital a partir do fluxo de mágnons térmicos, usando o OSE e SSE longitudinal. A Figura 31 (c) mostra o resultado comparativo entre os sinais para  $t_{\text{NM}} = 4$  nm. Não obtivemos sinal LSSE para YIG/Ti(4), que se confundiu com o ruído de fundo. Seguindo uma análise semelhante ao SP-FMR, o ganho nos sinais de LSSE são intrinsicamente ligados ao IOHE na camada de Ti ou Ru. A Figura 31 (d) mostra o comportamento do OSE longitudinal em função de  $t_{\text{NM}}$ . A diferença  $\Delta I_{\text{LSSE}}$  é definida como a diferença entre os valores medidos na condição de saturação da magnetização. Os ajustes dos dados da Figura 31 (d) nos fornece os comprimentos de difusão  $\lambda_L^{\text{Ti}} = \lambda_L^{\text{Ru}} \approx 4.0 \pm 0.5$  nm, valor ligeiramente diferente do obtido na medida SP-FMR. Essa diferença sugere que existe uma diferença fundamental entre os dois processos. A injeção de spin SP-FMR depende da rotação coerente da magnetização na interface YIG/Pt. Por outro lado, a injeção de spin pela aplicação de um gradiente de temperatura é intrinsecamente incoerente devido à sua natureza térmica. Como resultado, espera-se que o SP-FMR seja mais eficiente na injeção de spin em comparação ao processo LSSE, o que pode explicar as diferenças observadas no comprimento de difusão. Apesar disso, em ambas as técnicas, o orbital pumping usando a bicamada YIG/Pt(2) demonstrou ser extremamente eficiente na injeção de correntes orbitais e na conversão orbital-carga a partir do IOHE.

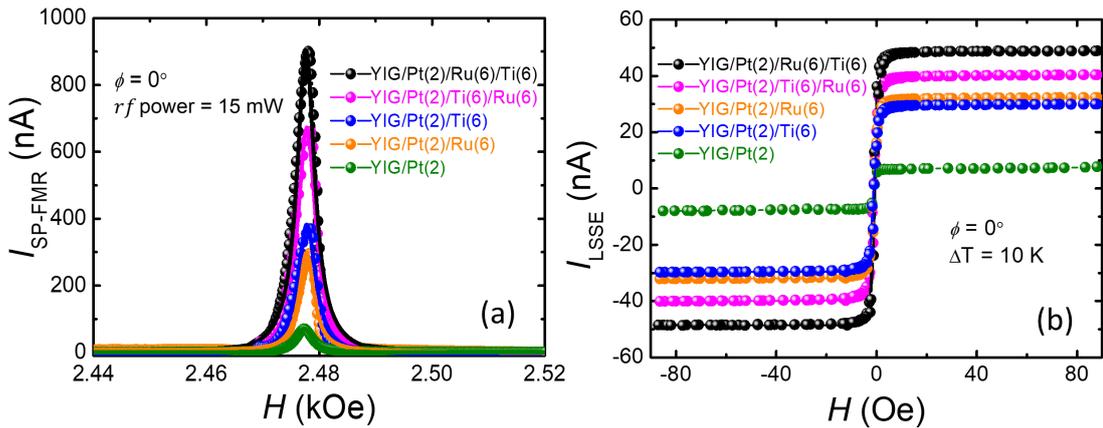
Investigamos o IOHE em multicamadas, onde o número de camadas e a ordem variam.

---

<sup>3</sup>A corrente spin-orbital acoplada é convertida em corrente de carga por dois canais diferentes, um orbital e outro de spin.

A Figura 32 (a) apresenta os resultados das medidas de SP-FMR conduzidas nas heteroestruturas YIG/Pt(2)/Ru(6)/Ti(6) (amostra  $\alpha$ ) e YIG/Pt(2)/Ti(6)/Ru(6) (amostra  $\beta$ ), mostrando o impacto da alteração da ordem de empilhamento das camadas de Ti e Ru. O valor de pico do sinal de SP-FMR é em torno de 930 nA e 680 nA para as amostras  $\alpha$  e  $\beta$ , respectivamente. O aumento no sinal de SP-FMR da amostra  $\alpha$  em relação a YIG/Pt(2) é de cerca de 14 vezes, enquanto para a amostra  $\beta$  é de cerca de 11 vezes. A Figura 32 (b) mostra os sinais LSSE para a amostra  $\alpha$  e amostra  $\beta$ , para uma diferença de temperatura entre as superfícies inferior e superior de 10 K. Os sinais LSSE obtidos exibiram aumentos, em comparação com YIG/Pt(2), de aproximadamente 5.3 vezes e 6.4 vezes para as amostras  $\alpha$  e amostra  $\beta$ , respectivamente.

Figura 32: Sinais SP-FMR (a) e LSSE (b) para diferentes heteroestruturas. A ordem de empilhamento de Ti e Ru influencia diretamente os sinais, com um ganho expressivo observado nos casos analisados.



Fonte: o autor (2024).

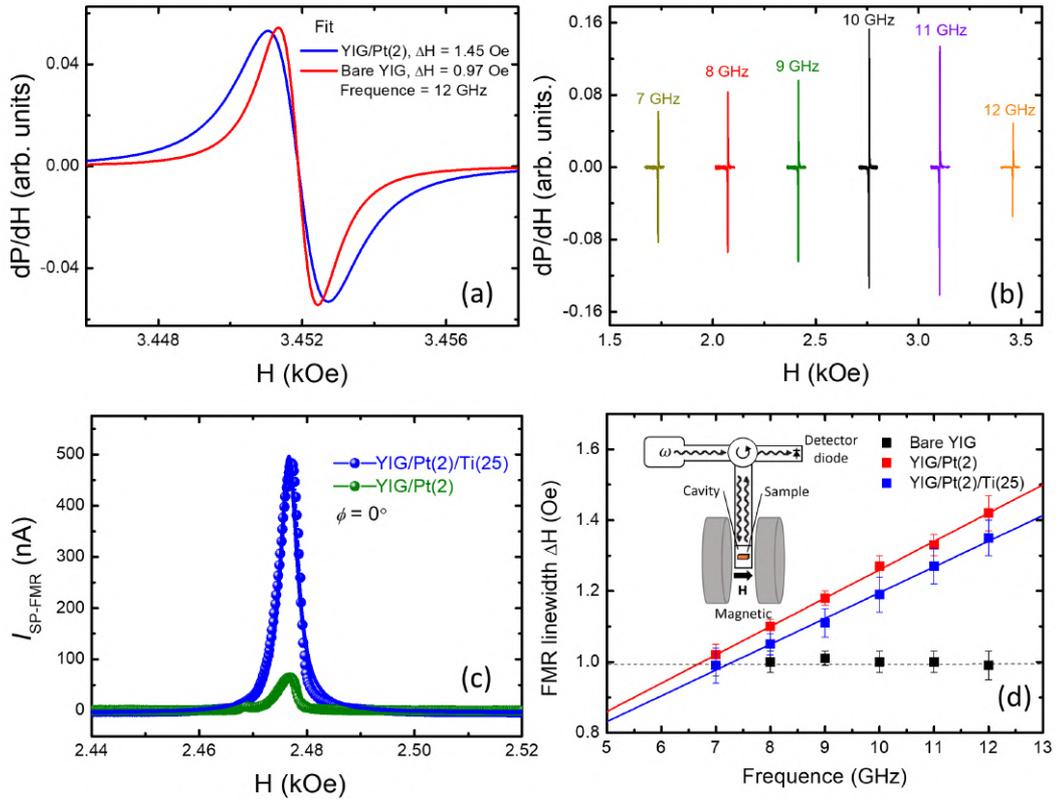
Para finalizar nossa análise nesses filmes, resolvemos sondar o amortecimento magnético a partir das curvas de FMR. Sabe-se que, em um processo de spin pumping em amostras do tipo FM/NM, a largura de linha  $\Delta H$  sofre um aumento atribuído à transferência de momento angular de spin do FM para o NM. O acréscimo em  $\Delta H$  para uma frequência de rf  $f$  é dada por [60]

$$\Delta H = \left( \frac{\hbar g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{2t_{FM}M_s} \right) f = \alpha f, \quad (4.3)$$

onde  $\alpha_{eff} = \gamma/4\pi\alpha$  é o amortecimento magnético efetivo, que inclui tanto o amortecimento intrínseco do YIG quanto a contribuição adicional devido ao spin pumping. A Figura 33 (a) apresenta uma comparação entre as curvas de FMR para YIG puro e YIG/Pt(2).

Notamos que  $\Delta H$  aumenta de 0.97 Oe para 1.54 Oe, respectivamente. A Figura 33 (b) mostra as curvas de FMR para diferentes valores de  $f$ , obtidas usando-se um guia de onda em curto. Nesse caso, para cada frequência, observa-se um campo de ressonância característico. Na Figura 33 (c) são apresentados os sinais SP-FMR para YIG/Pt(2) e YIG/Pt(2)/Ti(25), nos quais é possível identificar um ganho significativo no sinal, como mostrado na região de saturação da Figura 31 (b). A Figura 33 (d) mostra a relação linear entre  $\Delta H$  e  $f$ , de acordo com a Equação 4.3. Para o YIG puro (dados em preto), não há variação significativa em  $\Delta H$ . Para YIG/Pt(2) (dados em azul) observa-se um aumento gradual em  $\Delta H$ , o que é principalmente atribuído ao bombeamento de spin na camada de Pt e sua conversão em carga pelo ISHE. Para a amostra com Ti(25) (dados em azul), o coeficiente angular da reta apresenta uma variação discreta, dentro da margem de erro do ajuste. A partir do ajuste linear dos dados experimentais, obtemos  $\alpha_{eff} \approx 0.052$  para YIG/Pt(2) e  $\alpha_{eff} \approx 0.056$  para YIG/Pt(2)/Ti(25). Esse resultado confirma que a bicamada YIG/Pt(2) injeta corrente orbital de forma eficiente, permitindo a conversão orbital-carga em um NM adjacente por meio do IOHE, sem impactar significativamente o amortecimento magnético. Esse resultado pode ser explicado pelo fraco SOC do Ti. Em Ti a corrente acoplada  $J_{LS}$  se desacopla, sendo convertida separadamente em corrente de carga pelo IOHE e pelo ISHE. No entanto, como o ISHE no Ti é praticamente inexistente, a conversão de carga é predominantemente mediada pelo IOHE, que surge da dinâmica orbital e não da dinâmica de spin, não afetando, portanto, a magnetização do YIG.

Figura 33: (a) Ajuste teórico das curvas de FMR para YIG puro e YIG/Pt(2), mostrando um aumento na largura de linha de 0.48 Oe, atribuído ao processo de spin pumping. (b) Sinais de absorção de FMR para YIG puro em diferentes frequências de ressonância, em que as diferenças nos sinais de pico está associadas às atenuações da guia de onda. (c) Comparação dos sinais de SP-FMR entre YIG/Pt(2)/Ti(25) e YIG/Pt(2), demonstrando um aumento no sinal atribuído ao IOHE. (d) Relações lineares da largura de linha em função da frequência de rf, indicando que, para o YIG puro, não há variação no amortecimento, enquanto a adição da camada de Pt(2) provoca um aumento significativo no amortecimento de FMR. O inset apresenta uma ilustração do esquema experimental utilizado.



Fonte: o autor (2024).

## 4.2 Efeitos de Volume: Medidas de IOHE em Ge

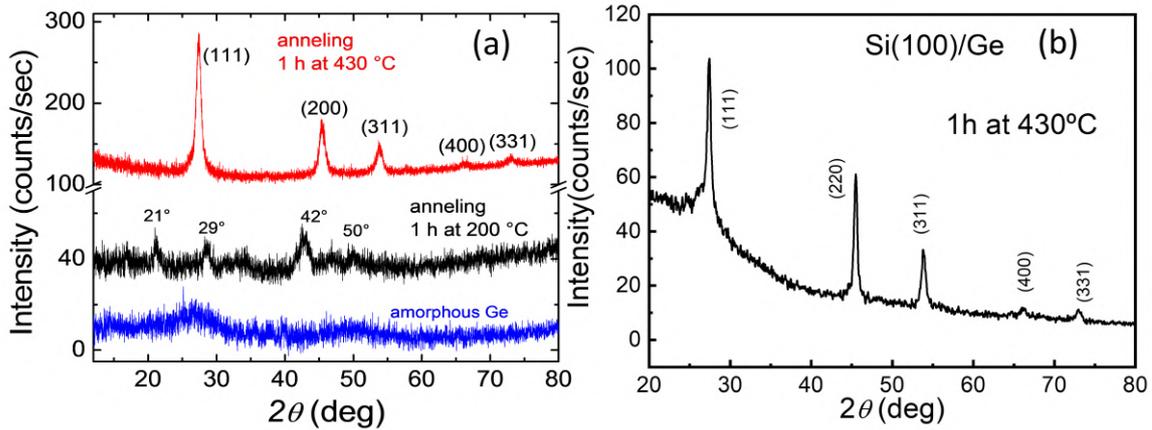
O estudo dos mecanismos orbitais e de spin abrange metais de transição, semicondutores e materiais bidimensionais. Apesar das pesquisas extensas, há poucos estudos experimentais com semicondutores, embora materiais do grupo IV, como germânio (Ge) e silício (Si), tenham grande potencial para spintrônica [79, 80, 81, 82]. O Ge possui uma mobilidade de portadores muito superior à do Si, o que pode ser aproveitado para melhorar o desempenho de transistores baseados nesse material. Atualmente, o Ge tem aplicações em fibras ópticas e pinças ópticas, enquanto ligas de SiGe desempenham um

papel importante na fabricação de microchips, com dimensões características atingindo 7 nm [83, 84, 85]. Essa combinação única de propriedades estabelece os semicondutores do grupo IV como atraentes tanto para pesquisas fundamentais sobre o OHE.

Um estudo teórico recente [86] descobriu que o Ge apresenta  $\sigma_{\text{OH}} = -1270 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$  e  $\sigma_{\text{SH}} = 1.6 \times 10^{-1} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ , tornando-o um bom material para o estudo de efeitos orbitais. Materiais com  $\theta_{\text{OH}}$  negativo, como o Ge, desempenham um papel crucial na distinção entre efeitos orbitais e de spin.

Antes de investigar o IOHE negativo em Ge, fabricamos amostras de GGG/Ge(100) e Si/Ge(100), nas quais o Ge foi depositado por sputtering DC, método que comumente resulta no crescimento amorfo de filmes de Ge à temperatura ambiente. Realizamos medições de DRX no modo rasante nessas amostras após tratamentos térmicos (*annealing*) realizados por 1h a 430 °C, 1h a 200 °C e também à temperatura ambiente, apresentados na Figura 34. Os resultados confirmaram a característica amorfa dos filmes de Ge depositados à temperatura ambiente e revelaram que o *annealing* por 1h a 430 °C é o mais eficiente para promover a formação de filmes policristalinos de Ge, evidenciada pela presença de picos verticais em ângulos específicos no espectro de DRX. Contudo, optamos pelo uso de Ge amorfo para minimizar a ocorrência de difusões atômicas na interface Pt/Ge.

Figura 34: (a) Medições de DRX em GGG/Ge(100 nm). (b) Medições de DRX em Si/Ge(100 nm) com 1h de *annealing* à 430 °C.

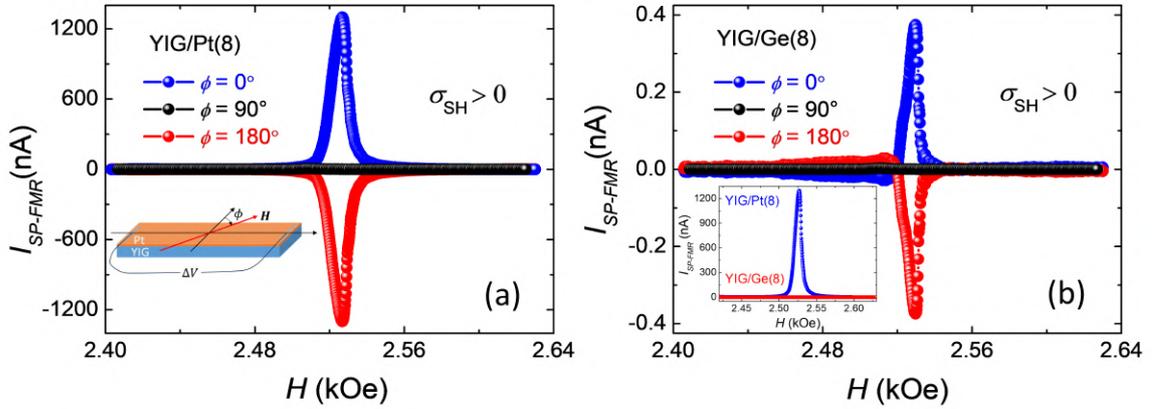


Fonte: o autor (2024).

Investigamos o IOHE negativo em filmes de Ge utilizando a mesma metodologia descrita na seção anterior. Para isso, fabricamos amostras de YIG/Ge(8) e YIG/Pt(8) e comparamos os sinais ISHE. Como o Ge apresenta  $\sigma_{\text{SH}} \ll 1$ , esperamos sinais ISHE de baixa magnitude, quando comparados ao ISHE em Pt. A Figura 35 (a) mostra de SP-

FMR para YIG/Pt(8) e (b) para YIG/Ge(8), medidos na mesma potência de rf de 43 mW. Nota-se polaridades dos sinais iguais, que está de acordo com a ref. [86]. Além disso, os sinais SP-FMR estão de acordo com a equação  $\vec{J}_c \propto (\vec{J}_S \times \hat{\sigma}_S)$ , com  $\vec{J}_c > 0$  para  $\phi = 0^\circ$  (dados em azul),  $\vec{J}_c = 0$  para  $\phi = 90^\circ$  (dados em preto), e  $\vec{J}_c < 0$  para  $\phi = 180^\circ$  (dados em vermelho). O inseto da Figura 35 (b) mostra a comparação entre os sinais, onde  $I_{\text{YIG/Ge(8)}}^{\text{Peak}}/I_{\text{YIG/Pt(8)}}^{\text{Peak}} \sim 2.5 \times 10^{-4}$ . Isso mostra que o ISHE em Ge é desprezível e praticamente nenhuma corrente de spin é convertida em corrente de carga.

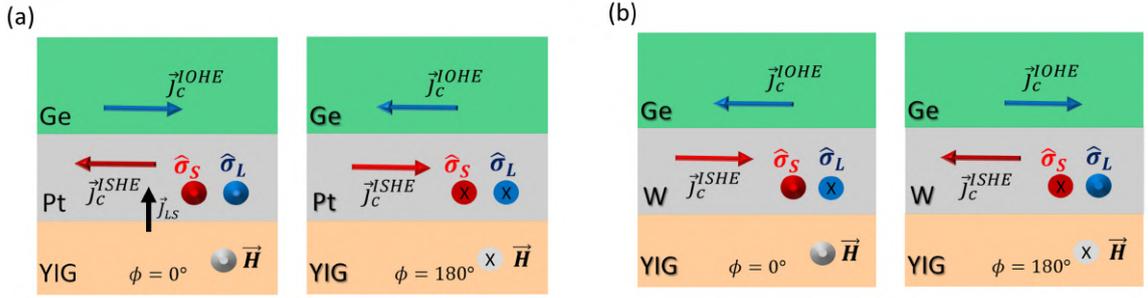
Figura 35: Sinais SP-FMR para: (a) YIG/Pt(8), e (b) YIG/Ge(8). O inseto da Figura (a) define o ângulo  $\phi$ , e o inseto em (b) apresenta a comparação entre os sinais ISHE em YIG/Ge e YIG/Pt.



Fonte: o autor (2024).

Fabricamos uma série de amostras de YIG/Pt(2)/Ge( $t_{\text{Ge}}$ ), com  $t_{\text{Ge}}$  variando entre 0 nm e 50 nm. Como  $\theta_{\text{OH}}^{\text{Ge}} < 0$  e  $\theta_{\text{SH}}^{\text{Pt}} > 0$ , esperamos uma competição entre os sinais IOHE em Ge e ISHE em Pt, pois as conversões orbital-carga e spin-carga ocorrem por canais distintos, como ilustrado na Figura 36. Lembramos que a função da camada de Pt é apenas criar uma corrente acoplada  $\vec{J}_{LS}$ .

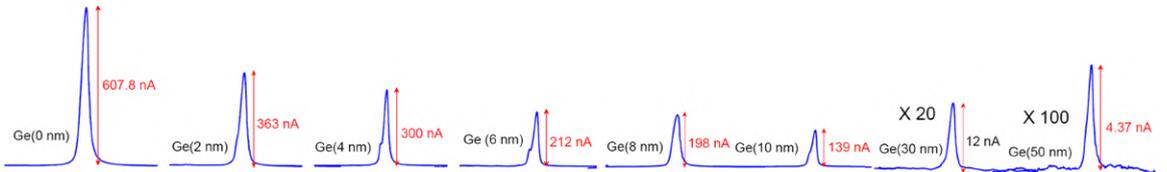
Figura 36: Ilustração da conversão spin-carga e orbital-carga nas amostras de YIG/Pt/Ge e YIG/W/Ge para  $\phi = 0^\circ$  e  $\phi = 180^\circ$ . Em (a) nota-se que parte da corrente  $\vec{J}_{LS}$  é convertida em uma corrente de carga  $\vec{J}_c^{ISHE}$  para a esquerda, enquanto a outra parte da corrente  $\vec{J}_{LS}$  atinge a camada de Ge, sendo convertida em uma corrente de carga  $\vec{J}_c^{IOHE}$  para a direita, gerando uma redução no sinal SP-FMR. Ao inverter o campo  $\vec{H}$  o resultado final é o mesmo, mas agora o sinal SP-FMR resultante é no sentido oposto. (b) Ilustra um cenário semelhante, porém com a camada de Pt trocada por W. Nesse caso, o SOC negativo do W gera um sinal negativo para à direita (contrário a Pt) e também inverte a polarização orbital  $\hat{\sigma}_L$ , responsável por gerar um sinal IOHE em Ge para à esquerda em  $\phi = 0^\circ$ , reduzindo o sinal SP-FMR.



Fonte: o autor (2024).

A Figura 37 mostra a redução gradual do sinal de SP-FMR em YIG/Pt(2)/Ge( $t_{Ge}$ ) em função de  $t_{Ge}$ . Para Ge(50), foi preciso aumentar a escala em até 100 vezes para os sinais ficarem visíveis. Apesar da redução expressiva nos sinais SP-FMR em YIG/Pt(2)/Ge devido ao IOHE negativo do Ge, não observamos inversão da polaridade do sinal na região saturada.

Figura 37: (a) Curvas SP-FMR em função da espessura da camada de Ge para YIG/Pt(2)/Ge( $t_{Ge}$ ). Devido ao IOHE negativo do Ge, a magnitude dos sinais diminui progressivamente, sendo necessário aplicar um fator multiplicativo de até  $\times 100$  para visualizar o sinal em escala.



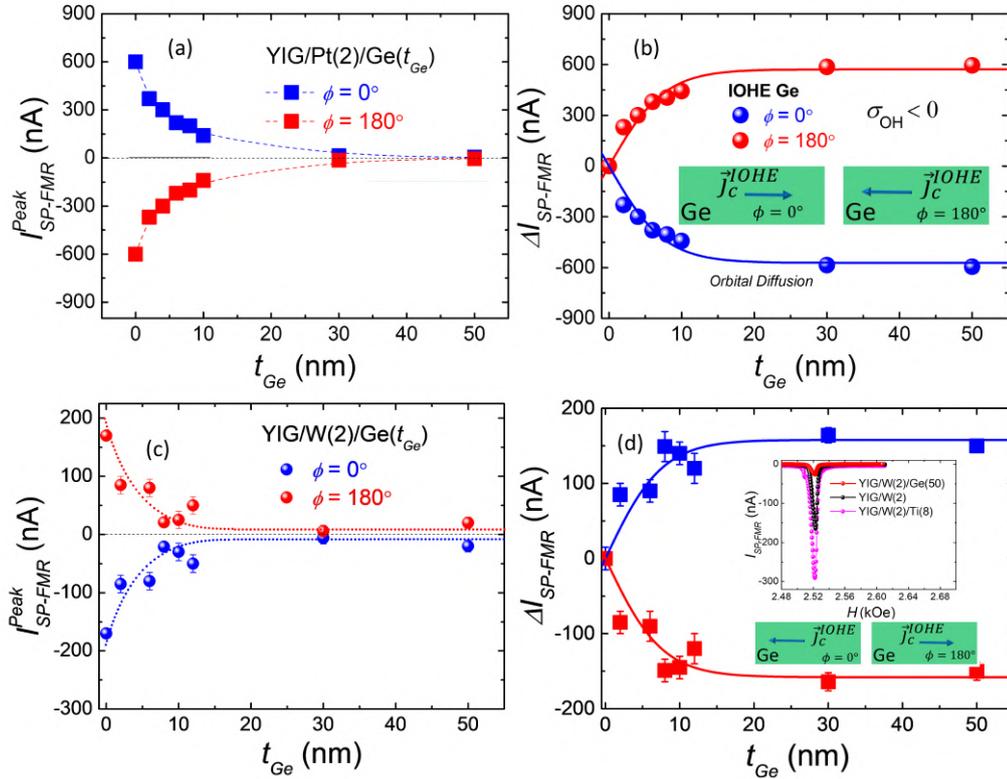
Fonte: o autor e A. Azevedo (2024).

A Figura 38 mostra os resultados experimentais usando SP-FMR. Na Figura 38 (a) mostra o sinal de pico de SP-FMR para diferentes espessuras de Ge. Quando  $t_{Ge} = 0$  nm,  $I_{YIG/Pt(2)}^{Peak}$  atinge um máximo de aproximadamente 600 nA, significando que não há contribuição da camada Ge. Com  $t_{Ge} = 2$  nm,  $I_{YIG/Pt(2)}^{Peak}$  é em torno de 370 nA,

revelando que apenas 2 nm de Ge são suficientes para induzir uma conversão de carga orbital negativa, equivalente a aproximadamente 60% do ISHE em YIG/Pt(2). À medida que a espessura da camada de Ge é progressivamente aumentada, um declínio consistente no sinal se torna evidente. Por exemplo, em  $t_{\text{Ge}} = 10$  nm,  $I_{\text{YIG/Pt(2)}}^{\text{Peak}}$  é aproximadamente 140 nA, indicando uma redução de 76% do ISHE em YIG/Pt(2). Os dados experimentais saturam para  $t_{\text{Ge}} > 30$  nm, onde  $I_{\text{YIG/Pt(2)}}^{\text{Peak}}$  atinge saturação,  $|I_{\text{IOHE}_{\text{Ge}}}| \sim I_{\text{ISHE}} \sim 0$ . Em  $\phi = 0^\circ$ , como mostrado pelos símbolos azuis, temos  $\hat{\sigma}_S \parallel \hat{\sigma}_L \parallel \vec{H}$ . Ao inverter o campo magnético externo  $\vec{H}$  para  $\phi = 180^\circ$ ,  $\hat{\sigma}_S$  e  $\hat{\sigma}_L$  invertem a direção enquanto permanecem paralelos, devido ao forte SOC de Pt. Ao inverter  $\hat{\sigma}_S$ , esperamos um ISHE negativo em Pt e um sinal IOHE positivo em Ge, de acordo com as respectivas equações ISHE e IOHE. Consequentemente, em  $\phi = 180^\circ$ , o sinal SP-FMR tende a zero de forma semelhante. A Figura 38 (b) mostra os sinais de IOHE para filmes de Ge com espessura variando de 0 a 50 nm, para  $\phi = 0^\circ$  e  $\phi = 180^\circ$ . Esses sinais foram obtidos calculando a diferença entre  $\Delta I_{\text{SP-FMR}} = I_{\text{YIG/Pt(2)/Ge}} - I_{\text{YIG/Pt(2)}}$ . Observamos que  $\Delta I_{\text{SP-FMR}}(t_{\text{Ge}})$  exibe um aumento monotônico, que satura para  $t_{\text{Ge}} > 30$  nm. Dado que o Ge exibe um  $\theta_{\text{SH}}$  desprezível, podemos analisar distintamente as contribuições de spin e orbital da corrente  $\vec{J}_{LS}$  que chega à camada de Ge. Como confirmado em nosso resultado anterior, a componente de spin é praticamente nula, destacando a importância da componente orbital. Ajustando os dados experimentais da 38 (b), encontramos  $\lambda_L^{\text{Ge}} = (4.0 \pm 0.6)$  nm.

Outro resultado notável é apresentado na Figura 38 (c) e Figura 38 (d). Conseguimos replicar com sucesso resultados semelhantes aos da Figura 38 (a), empregando W em vez de Pt. Fabricamos as seguintes amostras: YIG/W(2), YIG/W(2)/Ge( $t_{\text{Ge}}$ ), e YIG/W(2)/Ti(8). Na Figura 38 (c), os resultados para YIG/W(2)/Ge( $t_{\text{Ge}}$ ) são mostrados para  $\phi = 0^\circ$  e  $\phi = 180^\circ$ . O inset da Figura 38 (d) mostra o sinal para YIG/W(2), com  $I_{\text{SP-FMR}}^{\text{Peak}} \sim -170$  nA. Com a adição de Ge(50) à amostra YIG/W(2),  $I_{\text{SP-FMR}}$  foi reduzido para cerca de  $-25$  nA. Embora tenha sido observada uma redução na magnitude do sinal, ela foi consideravelmente menos significativa do que nas amostras utilizando Pt. Por outro lado, ao adicionar Ti(8) sobre YIG/W(2), observou-se um aumento no sinal de quase o dobro. A Figura 38 (d) mostra a diferença  $\Delta I_{\text{SP-FMR}} = I_{\text{W(2)/Ge}} - I_{\text{W(2)/Ge}}$  em função de  $t_{\text{Ge}}$ , onde, a partir do ajuste teórico, encontramos  $\lambda_L^{\text{Ge}} = (3.8 \pm 0.8)$  nm, o que é consistente com o valor obtido para YIG/Pt/Ge. A diferença principal no uso do W, é que a polarização de spin fica antiparalela à polarização orbital. Neste caso, a camada YIG/W apresenta polaridade negativa, mas como a polaridade orbital é invertida, o sinal da camada de Ge também inverte, causando redução no sinal no sentido contrário ao observado em Pt/Ge. Ao usar Ti no lugar do Ge, o sinal SP-FMR aumenta, pois  $\theta_{\text{OH}}^{\text{Ti}} > 0$ .

Figura 38: (a) Dependência do sinal de pico de SP-FMR em função da espessura da camada de Ge para YIG/Pt(2)/Ge( $t_{\text{Ge}}$ ). Devido ao IOHE negativo do Ge, observamos uma redução gradual no sinal com o aumento da espessura da camada de Ge. (b) Sinal de IOHE para Ge em função da espessura. A linha sólida é o ajuste teórico, onde  $\Delta I_{\text{SP-FMR}} = I_{\text{Pt(2)/Ge}} - I_{\text{Pt(2)}}$ . Observou-se que, quanto maior a espessura do Ge, mais intenso é o sinal de IOHE, que, em magnitude, torna-se aproximadamente igual ao ISHE de Pt(2). (c) Dependência do sinal de pico de SP-FMR em função da espessura da camada de Ge para YIG/W(2)/Ge( $t_{\text{Ge}}$ ). (d) Mostra o IOHE do Ge, onde  $\Delta I_{\text{SP-FMR}} = I_{\text{W(2)/Ge}} - I_{\text{W(2)}}$  em função de  $t_{\text{Ge}}$ . O inset mostra os sinais SP-FMR para YIG/W(2), YIG/W(2)Ti(8) e YIG/W(2)/Ge(50).

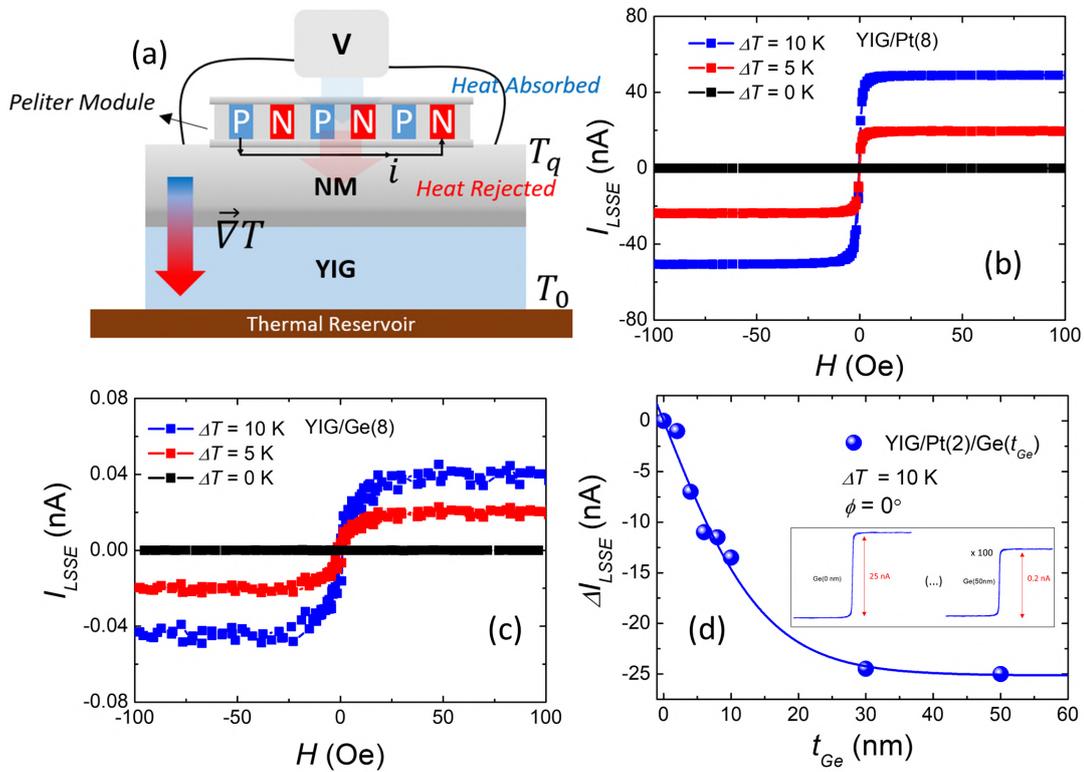


Fonte: o autor (2024).

Os resultados teóricos [86] e os que obtivemos experimentalmente indicam que  $\theta_{\text{OH}}^{\text{Ge}} < 0$ . Assim, esperamos uma redução no sinal SP-FMR em YIG/Pt(2)/Ge, em comparação com YIG/Pt(2). A partir dos dados experimentais, encontramos  $\theta_{\text{OH}}^{\text{Ge}}/\theta_{\text{SH}}^{\text{Pt}} \approx -0.7$ . Ou seja, o ângulo Hall orbital do Ge é muito próximo do ângulo spin Hall da Pt. No entanto, uma comparação direta com os resultados teóricos para nossas amostras é mais desafiador, uma vez que, sendo o Ge um semiconductor, sua condutividade elétrica é altamente sensível a fatores como impurezas, temperatura e até mesmo características estruturais do material, o que pode levar a grandes variações na condutividade elétrica. No nosso caso o filme de Ge crescido por sputtering é amorfo. Certamente a cristalinidade do Ge deve introduzir mudanças na conversão orbital-carga.

Também utilizamos a técnica LSSE para excitar correntes de spin e induzir correntes orbitais em YIG/Pt(2)/Ge( $t_{Ge}$ ). A Figura 39 (a) mostra o esquema experimental do LSSE. A Figura 39 (b) mostra os sinais de LSSE para YIG/Pt(8), enquanto a Figura 39 (c) apresenta os sinais de LSSE para YIG/Ge(8) para  $\Delta T = 0$  K,  $\Delta T = 5$  K, e  $\Delta T = 10$  K. Observamos um comportamento similar ao SP-FMR. A Figura 39 (d) mostra o IOHE no Ge, onde o ajuste teórico forneceu  $\lambda_L^{Ge} = (7.5 \pm 0.5)$  nm.

Figura 39: (a) Ilustração esquemática do LSSE. Curvas de LSSE para: (b) YIG/Pt(8), (c) YIG/Ge(8), com  $\Delta T = 0$  K,  $\Delta T = 5$  K e  $\Delta T = 10$  K. (d) Os símbolos azuis são os dados do IOHE para filmes de Ge. A linha sólida é o ajuste teórico encontrado a partir da Equação (2.98). O inset mostra a comparação entre os sinais LSSE para YIG/Pt(2) e YIG/Pt(2)/Ge(50) a 10 K e  $\phi = 0^\circ$ .

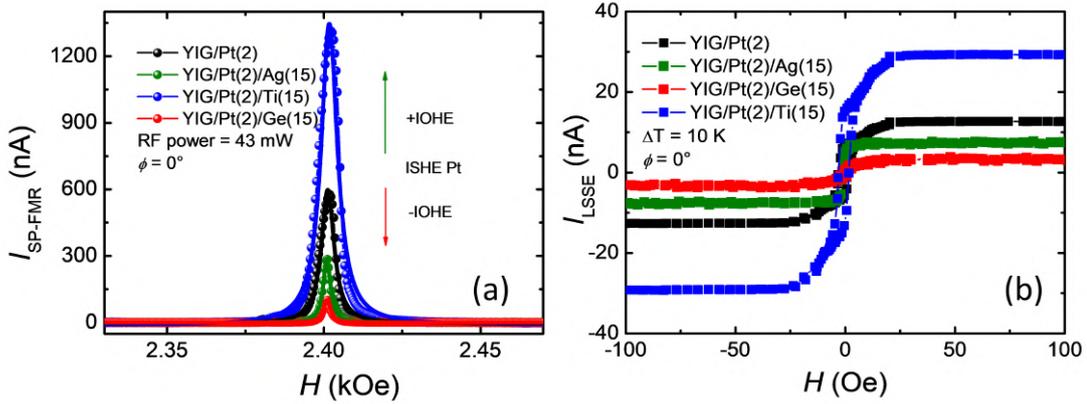


Fonte: o autor (2024).

Adicionalmente, observamos um sinal IOHE negativo na prata (Ag), que de acordo com [54], possui  $\theta_{OH} < 0$ . Fabricamos novas amostras utilizando o mesmo substrato de YIG para investigar esse comportamento. A Figura 40 (a) mostra o resultado obtido. Para a amostra de YIG/Pt(2)/Ag(15), observou-se uma redução acentuada no sinal SP-FMR, em comparação com YIG/Pt(2). A amostra de YIG/Pt(2)/Ge(15) apresentou uma redução ainda mais pronunciada no sinal SP-FMR, do que a amostra de YIG/Pt(2)/Ag(15), pois  $\sigma_{OH}^{Ag} = -855 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ . A Figura 40 (b) apresenta resultados semelhantes obtidos

com a técnica de LSSE.

Figura 40: Comparação dos sinais SP-FMR entre YIG/Pt(2), YIG/Pt(2)/Ag(15), YIG/Pt(2)/Ge(15) e YIG/Pt(2)/Ti(15). Os ajustes demonstram sinais SP-FMR aprimorados atribuídos ao IOHE positivo no Ti, ou negativo em Ag e Ge. (b) Curvas LSSE para YIG/Pt(2), YIG/Pt(2)/Ag(15), YIG/Pt(2)/Ge(15) e YIG/Pt(2)/Ti(15).



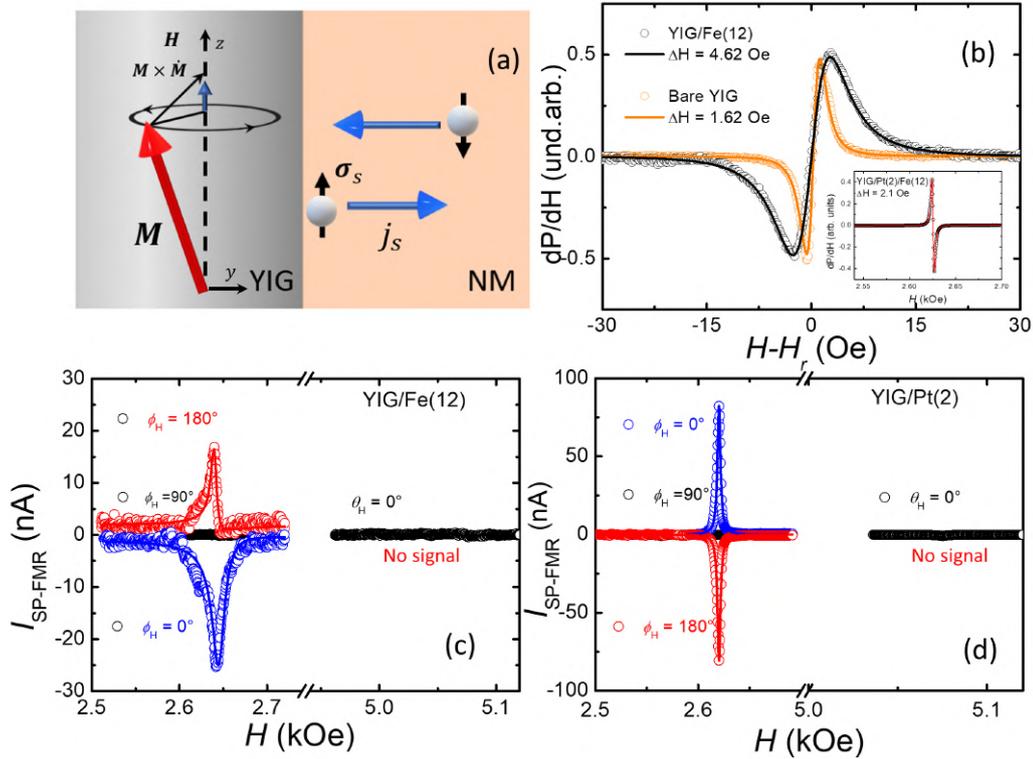
Fonte: o autor (2024).

### 4.3 Efeitos de Volume: Medidas de AIOHE em filmes de Fe com forte Anisotropia Uniaxial

As seções 4.3 e 4.4 descrevem a investigação dos efeitos AISHE e AIOHE, que se referem à conversão de correntes orbitais e de spin em correntes de carga, numa configuração não permitida pela equação  $\vec{J}_c \propto (\vec{J}_S \times \hat{\sigma}_S)$ . Esses efeitos podem ser detectados fazendo-se a injeção de correntes orbitais e de spin na configuração perpendicular, onde  $\vec{J}_S \parallel \hat{\sigma}_S$ . Nessa configuração, os efeitos convencionais ISHE e IOHE, em metais normais como Pt, são nulos. Porém, como descobrimos, se a injeção perpendicular for realizada em um meio com um parâmetro de ordem (ferromagneto ou antiferromagneto), observa-se a geração de uma forte corrente de carga no plano da amostra. Esse efeito inesperado foi investigado nas seguintes heteroestruturas: YIG/Pt(2)/Fe e YIG/Pt(2)/IrMn, descritas nas seções 4.3 e 4.4, respectivamente. Para a observação do AIOHE, é importante que o material a ser analisado possua  $\theta_{OH}$  intenso. Escolhemos filmes de Fe, que apresentam condutividades adequadas para nossa análise, com  $\sigma_{OH} = 2345 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$  e  $\sigma_{SH} = 587 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ . Realizamos uma investigação sistemática em YIG/Fe(12) e YIG/Pt( $t_{Pt}$ )/Fe(12), onde a espessura da camada de Pt, dada por  $t_{Pt}$ , variou entre 0 e 10 nm, enquanto a espessura da camada de Fe foi mantida fixa em 12 nm. Esta primeira série de amostras foi fabricada por sputtering, sem a indução de qualquer anisotropia magnética adicional.

As medições experimentais foram realizadas utilizando as técnicas de FMR e SP-FMR com uma potência de rf baixa, de apenas 5 mW para as medidas DC. Esse valor foi escolhido para minimizar a ocorrência de efeitos galvanomagnéticos nos filmes de Fe, que podem se tornar significativos com o aumento da potência de rf. Nas medições do ISHE, de acordo com a Figura 41(a), fixamos  $\hat{\sigma}_S = \hat{y}$  e  $\vec{J}_S = J_S \hat{z}$ , enquanto que, para as medições do AISHE,  $\hat{\sigma}_S = \hat{z}$ , e  $\vec{J}_S$  permaneceu na direção  $\hat{z}$ .

Figura 41: (a) Ilustração do mecanismo de spin pumping em bicamadas. Sob a condição de FMR, a componente DC  $\vec{J}_S \propto (\vec{M} \times \dot{\vec{M}})$  se acumula na interface e se difunde como uma corrente de spin com polarização de spin  $\hat{\sigma}_S$ . (b) Curvas de FMR, no campo de ressonância do YIG, para YIG e YIG/Fe(12). Os ajustes teóricos fornecem  $\Delta H_{\text{YIG}} = 1.62$  Oe e  $\Delta H_{\text{YIG/Fe}} = 4.62$  Oe. O inset mostra o resultado para YIG/Pt(2)/Fe(12), onde  $\Delta H_{\text{YIG/Pt/Fe}} = 2.1$  Oe, como resultado do desacoplamento entre as camadas de YIG e Fe. (c) SP-FMR para YIG/Fe(12) nas configurações no plano ( $H_r \sim 2.6$  kOe) e fora do plano ( $H_r \sim 5$  kOe). Para  $\phi_H = 0^\circ$ ,  $I_{\text{SP-FMR}} < 0$ ; para  $\phi_H = 90^\circ$ ,  $I_{\text{SP-FMR}} = 0$ ; e para  $\phi_H = 180^\circ$ ,  $I_{\text{SP-FMR}} > 0$ . O inset define os ângulos  $\phi_H$  e  $\theta_H$ . (d) SP-FMR para YIG/Pt(2), exibindo o mesmo comportamento de (c), mas com polaridades opostas.



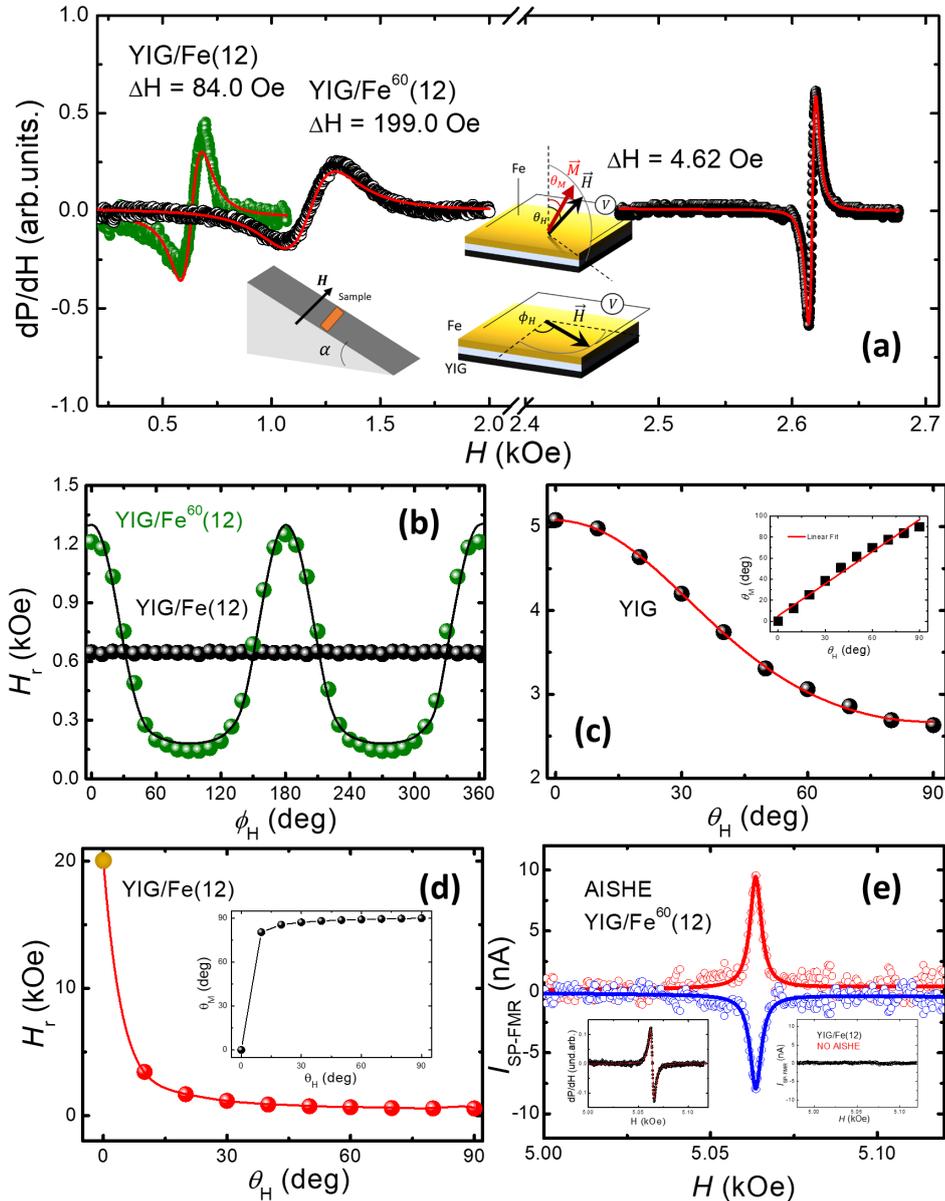
Fonte: o autor (2024).

A Figura 41 (b) mostra as curvas de FMR, no campo de ressonância do YIG, para YIG puro e para YIG/Fe(12). As curvas sólidas são os ajustes experimentais usando a Equação (3.4), onde obtemos larguras de linha  $\Delta H_{\text{YIG}} = 1.62$  Oe e  $\Delta H_{\text{YIG/Fe}} = 4.62$  Oe. O inset da Figura 41 (b) mostra a curva de FMR para YIG/Pt(2)/Fe(12), onde encontra-

mos  $\Delta H_{\text{YIG/Pt/Fe}} = 2.1$  Oe. Para a amostra YIG/Fe(12), houve um aumento de 3.0 Oe na largura da linha, enquanto para a amostra YIG/Pt(2), o aumento foi de apenas 0.48 Oe, atribuído ao amortecimento adicional devido ao processo de spin pumping [60]. Para a amostra YIG/Fe(12), além dos mecanismos como o spin pumping, a interação de troca entre os spins das camadas magnéticas resulta em um mecanismo adicional para o aumento da largura da linha de FMR [87]. A Figura 41 (c) mostra sinais de SP-FMR para YIG/Fe(12), sintonizando na ressonância do YIG, com o campo nas configurações planar ( $H_r \sim 2.65$  kOe) e fora do plano ( $H_r \sim 5.0$  kOe). Os sinais no plano são típicos de uma amostra com  $\theta_{\text{SH}} < 0$ , opostos aos sinais obtidos para YIG/Pt mostrados na Figura ?? (d), de acordo com a ref. [88]. O sinal de SP produzido pela Pt é 3.28 vezes maior do que o produzido pelo Fe, como esperado de acordo com a Ref. [54]. Os sinais de FMR fora do plano são nulos, pois temos a situação onde  $\vec{J}_S \parallel \hat{\sigma}_S$ , e a Pt e o Fe são isotrópicos no plano do filme. Surpreendentemente, quando Fe possui uma forte anisotropia ao longo da direção da medida aparece um sinal na configuração perpendicular.

Com objetivo de induzir um parâmetro de ordem magnética, fabricamos uma nova série de amostras de YIG/Fe(12) com deposição oblíqua por sputtering DC, e sob ação de um campo magnético externo de magnitude 500 Oe aplicado ao longo do eixo maior das amostras (inset Figura 42 (a)). Essa configuração resultou na formação de uma forte anisotropia uniaxial planar. A Figura 42 (a) mostra as curvas de FMR obtidas no plano das amostras de YIG/Fe, onde varremos o campo em torno da ressonância do Fe ( $0.25 \text{ kOe} < H < 2.0 \text{ kOe}$ ) e em torno da ressonância do YIG ( $2.5 \text{ kOe} < H < 2.7 \text{ kOe}$ ). Para o filme de Fe depositado no plano com  $\alpha = 0^\circ$ , encontramos um campo de ressonância  $H_r = 630.0$  Oe, e  $\Delta H = 83.0$  Oe. Para o filme de Fe depositado com  $\alpha = 60^\circ$  ( $\text{Fe}^{60}$ ),  $H_r = 1180.0$  Oe, e  $\Delta H = 199.0$  Oe. O aumento em  $\Delta H$  para o  $\text{Fe}^{60}$  é causado por mecanismos extrínsecos, tais como espalhamento de dois magnons e flutuações do campo de anisotropia. Estes mecanismos se originam da microestrutura formada pelo processo de deposição por sputtering inclinado. O aumento da largura de linha do YIG é devido ao acoplamento de exchange na interface YIG/Fe [89, 90]. A Figura 42 (b) mostra a dependência do sinal FMR em função do ângulo no plano  $\phi_H$  para as amostras YIG/Fe(12) e YIG/Fe<sup>60</sup>(12). Para  $\text{Fe}^{60}$  observamos uma forte anisotropia uniaxial (dados em verde), caracterizada pela quebra de simetria magnética nas direções  $\phi_H = 90^\circ$ , ou  $\phi_H = 270^\circ$ . Por outro lado, para o Fe crescido com  $\alpha = 0^\circ$ , o campo  $H_r$  praticamente não variou com  $\phi_H$  (dados em preto).

Figura 42: (a) Curvas de FMR para YIG/Fe(12), YIG/Fe<sup>60</sup>(12) e YIG/Pt(2). Os insets mostram as configurações angulares da deposição oblíqua por sputtering (plano inclinado com ângulo  $\alpha$ ), e os ângulos azimutais,  $\phi_H$ , e polares,  $\theta_H$ . (b) Campo de ressonância  $H_r$  em função do ângulo  $\phi_H$  no plano para a amostra de YIG/Fe(12) (crescida com  $\alpha = 0^\circ$ ), nenhuma anisotropia é observada, com  $H_r \sim 600$  Oe, (símbolos em verde). Por outro lado, para  $\alpha = 60^\circ$ , observa-se uma forte anisotropia, caracterizada pelo eixo fácil em  $\phi_H = 90^\circ$  e  $\phi_H = 270^\circ$ . A Figura (c) mostra a dependência de  $H_r$  fora do plano para um filme puro de YIG. A curva sólida é o fit numérico e o inset mostra a relação quase linear entre  $\theta_M$  (YIG) e  $\theta_H$ , obtidos numericamente. A Figura (d) mostra a dependência fora do plano do campo de FMR do filme de Fe. Devido ao forte campo de desmagnetização do filme de Fe ( $H_{desmag} \sim 22$  kOe), só conseguimos medir  $H_r$  para  $\theta_H > 10^\circ$ . O valor para  $\theta_H = 0^\circ$  foi obtido pela extrapolação numérica. O inset mostra a dependência de  $\theta_M$  (Fe) e  $\theta_H$ . A Figura (e) mostra o sinal de SP-FMR medido na ressonância do YIG para  $\vec{H}$  aplicado perpendicular ao plano da amostra. Esse sinal não seria deveria ocorrer como visto na Figura 41 (d).

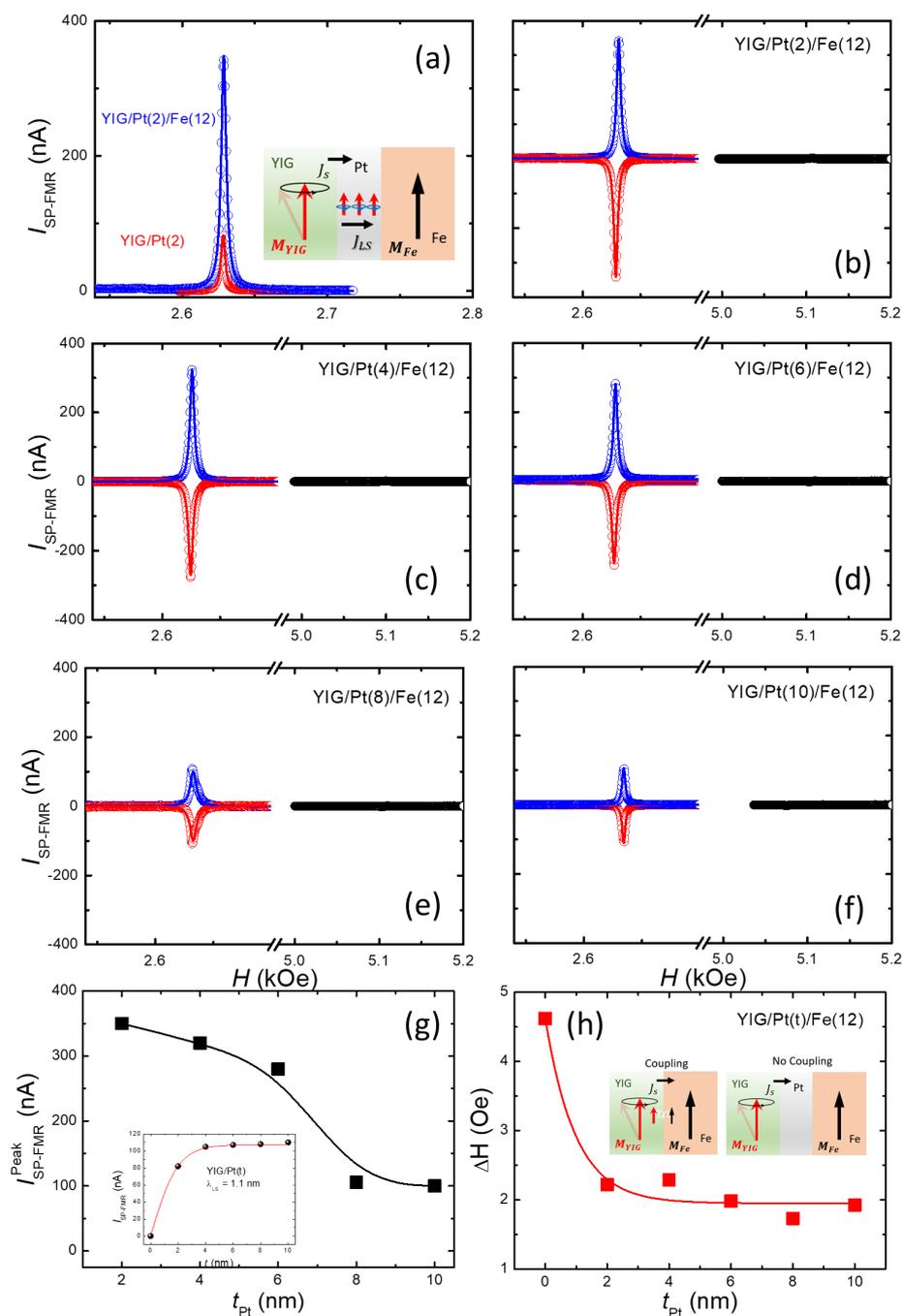


A Figura 42 (c) mostra a dependência fora do plano do campo de FMR ( $0^\circ \leq \theta_H \leq 90^\circ$ ) para um filme de YIG puro. Os símbolos pretos são os dados experimentais e a curva sólida foi obtida numericamente (Para mais detalhes, consulte a subseção 4.3.1). Os valores de  $H_r \sim 5.0$  kOe ( $\theta_H = 0^\circ$ ) e  $H_r \sim 2.6$  kOe ( $\theta_H = 90^\circ$ ) resultam do pequeno campo de desmagnetização do YIG da ordem de 2.7 kOe. O inset da Figura 42 (c) mostra o comportamento aproximadamente linear entre o ângulo polar  $\theta_H$  e  $\theta_M$ , confirmando que a magnetização do filme de YIG se alinha ao campo  $\vec{H}$ . De forma semelhante, os dados Figura 42 (d), para amostra de YIG/Fe(12), mostram que os filmes de Fe possuem forte campo de desmagnetização, mas em valores de campo bem diferentes do YIG. O campo de ressonância foi máximo para  $\theta_H = 0^\circ$  ( $H_r \sim 20$  kOe), e mínimo para  $\theta = 90^\circ$  ( $H_r \sim 600$  Oe). O ponto para  $\theta_H = 0^\circ$  foi obtido por extrapolação numérica. O inset mostra a relação entre  $\theta_H$  e  $\theta_M$  para o filme de Fe obtida numericamente. A relação entre  $\theta_H$  e  $\theta_M$  é bem diferente daquela observada para o filme de YIG. Para o campo ligeiramente fora do plano, a magnetização pula abruptamente para valores próximos a  $\theta_M \sim 90^\circ$ . Com esses resultados, pode-se inferir que, dentro da faixa de campo magnético utilizada nas medições de SP-FMR ( $2.6 \leq H \leq 5.1$  kOe), a magnetização do Fe permanece confinada ao plano do filme. Assim, a amostra YIG/Fe<sup>60</sup>(12) possui um parâmetro de ordem (dado pela magnetização do filme de Fe) bem definido, confinado no plano e orientado paralelo ao campo de anisotropia uniaxial. A Figura 42 (e) mostra o sinal de SP-FMR para a amostra YIG/Fe<sup>60</sup>(12), onde os contatos elétricos foram fixados ao longo do eixo maior da amostra, colinear com o eixo fácil do filme Fe<sup>60</sup> (paralelo ao parâmetro de ordem). Encontramos um sinal AISHE com polaridade negativa para  $\theta = 0^\circ$  (dados em azul) em relação ao ISHE da Pt. Ao inverter o campo para  $\theta_H = 180^\circ$  (dados em vermelho), o sinal inverteu de polaridade. Essa inversão de sinal está de acordo com a Equação (2.35), considerando a contraparte de spin, sendo necessário levar  $j_S^{33} \rightarrow -j_S^{33}$ . Uma explicação mais detalhada será dada na seção 4.4, onde usamos o material antiferromagnético IrMn que possui um parâmetro de ordem mais forte do o filme de Fe. Os insets da Figura 42 (e) mostram o FMR de YIG/Fe<sup>60</sup>(12), na ressonância do YIG, e a ausência do sinal AISHE na amostra de Fe. Portanto, o filme de Fe com anisotropia induzida apresentou sinal AISHE com magnitude considerável, em torno de 9 nA, enquanto o ISHE de YIG/Fe(12) foi cerca de 20 nA.

A explicação para a observação do AISHE, baseia-se na condição de ressonância do YIG e no parâmetro de ordem induzido no Fe. A precessão da magnetização cria uma acumulação de spins na interface YIG/Fe<sup>60</sup> com polarização perpendicular ao plano do filme ( $\vec{J}_S \parallel \hat{\sigma}_S$ ). Esse acúmulo de spins se difunde ao longo da camada de Fe<sup>60</sup> como uma

corrente de spin, sendo convertida pelo AISHE em uma corrente de carga transversal, colinear ao parâmetro de ordem, em concordância com a Equação (2.35). Nesse caso, a equação do tipo ISHE não pode explicar o sinal observado, pois o termo  $\vec{J}_S \times \hat{\sigma}_S = 0$ .

Figura 43: (a) Comparação entre os sinais de SP-FMR de YIG/Pt(2) e YIG/Pt(2)/Fe(12) sem anisotropia uniaxial induzida. O inset mostra o processo físico do acoplamento  $LS$  dentro da Pt. As Figuras (b), (c), (d) e (f) mostram os sinais de SP-FMR para YIG/Pt( $t_{Pt}$ )/Fe(12), onde  $t_{Pt} = 2$  nm, 4 nm, 6 nm, 8 nm e 12 nm, respectivamente. (g)  $I_{SP-FMR}$ , em função de  $t_{Pt}$ . (h)  $\Delta H$  em função de  $t_{Pt}$ . A potência de rf foi fixada em 5 mW.



Fonte: o autor (2024).

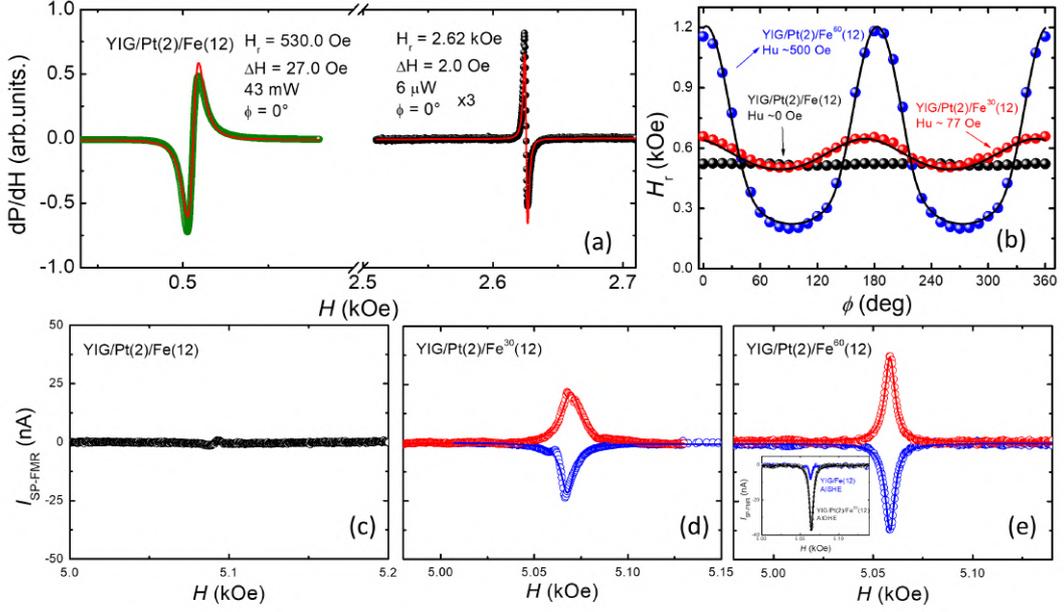
Como mostrado na ref. [26], o sinal de AIOHE medido no antiferromagneto IrMn é muito mais intenso do que o AISHE. Os campos de anisotropia uniaxial em AF são muito mais intensos do que em FM, por essa razão o parâmetro de ordem no IrMn é muito mais forte. Esses achados nos motivaram a investigar a dinâmica orbital em filmes de Fe com forte anisotropia uniaxial, utilizando o IOHE e o AIOHE como ferramentas. Para esse objetivo, fabricamos novas amostras de YIG/Pt( $t_{\text{Pt}}$ )/Fe(12) e YIG/Pt(2)/Fe<sup>60</sup>. A Figura 43 apresenta os resultados de IOHE nas amostras de YIG/Pt( $t_{\text{Pt}}$ )/Fe(12) sem anisotropia uniaxial. Os resultados das medidas de SP-FMR realizadas com campo no plano são idênticas tanto para amostras sem anisotropia como para aquelas com anisotropia uniaxial induzida. Na Figura 43 (a), comparamos os sinais de SP-FMR para YIG/Pt(2) e YIG/Pt(2)/Fe(12), observando um ganho significativo na magnitude do sinal ao adicionar a camada de Fe(12) sobre YIG/Pt(2). A Figura 43 (b) mostra o sinal de SP-FMR de YIG/Pt(2)/Fe(12) nos ângulos  $\phi_H = 0^\circ$  e  $\phi_H = 180^\circ$ , os quais obedecem a equação do IOHE. O AIOHE, nesse caso, é nulo, em conformidade com a Equação (2.35), uma vez que a Pt(2) não possui parâmetro de ordem. As Figuras 43 (c), (e) e (f) mostram os sinais de SP-FMR para YIG/Pt( $t_{\text{Pt}}$ )/Fe(12), para  $t_{\text{Pt}} = 4, 6, 8, 10$  nm, respectivamente. Observa-se uma redução gradual do sinal de SP-FMR à medida que a espessura do filme de Pt aumenta, saturando completamente em  $t_{\text{Pt}} = 8$  nm. Esse comportamento está relacionado à dinâmica da corrente  $\vec{J}_{LS}$  na camada de Pt. Quando a espessura da Pt ( $t_{\text{Pt}}$ ) é pequena, uma fração dessa corrente atravessa a camada de Pt e alcança a camada de Fe, onde a contraparte orbital é convertida em uma corrente de carga. Entretanto, à medida que  $t_{\text{Pt}}$  aumenta, a corrente  $\vec{J}_{LS}$  relaxa dentro da própria camada de Pt, deixando de atingir a camada de Fe. Nesse caso, o sinal SP-FMR observado passa a ser exclusivamente decorrente do ISHE na amostra de YIG/Pt(2). A Figura 43 (g) mostra  $I_{\text{SP-FMR}}^{\text{Peak}}$  em função de  $t_{\text{Pt}}$ , ilustrando claramente o comportamento descrito. O inset da Figura 43 (g) mostra o processo de difusão da corrente spin dentro da Pt, onde o ajuste dos dados experimentais forneceu  $\lambda_S = 1.1$  nm. Neste caso, a contraparte orbital da corrente  $\vec{J}_{LS}$  também apresenta  $\lambda_L = 1.1$  nm. A Figura 43 (h) mostra a redução de  $\Delta H$  em função de  $t_{\text{Pt}}$ . O inset ilustra o motivo dessa redução. Para  $t_{\text{Pt}} = 0$  nm, a magnetização do YIG (vetor vermelho) e a magnetização do Fe (vetor preto) estão acopladas pela interação de exchange. Para  $t_{\text{Pt}} \geq 2$  nm as camadas de YIG e Fe são desacopladas, causando uma redução em  $\Delta H$ , que se mantém em torno de 2.0 Oe.

Para medida do AIOHE, fabricamos mais três amostras de Fe sobre YIG/Pt(2). A primeira usando  $\alpha = 0^\circ$ , a segunda  $\alpha = 30^\circ$  sem campo magnético durante a deposição, e a terceira  $\alpha = 60^\circ$ , com campo de 500 Oe aplicado. A Figura 44 (a) apresenta as curvas

de FMR da amostra YIG/Pt(2)/Fe(12). As ressonâncias do Fe e do YIG ocorrem em torno de 600 Oe e 2.62 kOe, respectivamente. A Figura 44 (b) mostra  $H_r$  em função de  $\phi_H$  para as três amostras. Notamos que, conforme esperado, a amostra depositada com  $\alpha = 0^\circ$  não apresentou anisotropia. Por outro lado, a amostra com  $\alpha = 30^\circ$  sem campo aplicado apresentou uma anisotropia considerável, enquanto a anisotropia foi ainda maior em  $\alpha = 60^\circ$ . As Figuras 44 (c), (d) e (e) mostram os resultados impressionantes. Na primeira amostra, não há sinal AISHE. Na segunda amostra, há uma composição de AISHE + AIOHE. Já na terceira amostra, o sinal de SP-FMR atingiu valores próximos a 40 nA, como resultado da forte anisotropia, que alinha adequadamente o parâmetro de ordem. A amostra de YIG/Pt(2)/Fe(12), não possui sinal de SP-FMR na configuração perpendicular ( $\vec{J}_S \parallel \hat{\sigma}_S$ ) pois as camadas de Pt e de Fe não têm nada de especial. A terceira amostra (Figura 44 (e), crescida com campo aplicado e inclinada de  $60^\circ$ , apresenta um forte sinal de SP-FMR de 40 nA, na configuração perpendicular. A única diferença entre as amostras das Figuras 44 (c) e (e) é o fato de que a amostra de Fe da Figura (e) possui uma forte anisotropia uniaxial, criando um parâmetro de ordem (orientação da magnetização) bem definido. Esse parâmetro de ordem, que quebra a simetria magnética, provoca o aparecimento do sinal de AIOHE, devido à injeção da corrente orbital mediada pela camada fina de Pt de 2 nm. A amostra com anisotropia intermediária (Figura 44 (d) apresenta um sinal intermediário. O inset da Figura 44 (e) mostra a comparação entre o AIOHE em YIG/Pt(2)/Fe<sup>60</sup>(12) e o AISHE em YIG/Fe(12) sem anisotropia uniaxial.

É importante destacar que, atualmente, não há valores teóricos bem estabelecidos para os coeficientes anômalos  $\theta_{1,2}$  (spin ou orbital) para o Fe que possam ser comparados aos dados experimentais. Estudos futuros deverão abordar esses coeficientes, proporcionando uma descrição mais completa e precisa dos efeitos anômalos em filmes magnéticos com forte anisotropia.

Figura 44: (a) Medições de FMR para YIG/Pt(2)/Fe(12). (b) Medições de FMR em função do ângulo  $\phi_H$  (no plano) para três amostras, YIG/Pt(2)/Fe $^\alpha$ (12) com  $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ , onde a terceira amostra apresentou forte anisotropia uniaxial devido à aplicação de um campo de 500 Oe durante o crescimento do filme por sputtering. (c), (d) e (f) mostram os sinais de SP-FMR fora do plano, decorrentes do AISHE e AIOHE. A amostra sem anisotropia não apresentou nenhum sinal anômalo. O inset em (e) mostra a comparação entre AISHE e AIOHE.



Fonte: o autor (2024).

### 4.3.1 Ajustes dos dados Experimentais a partir da Energia Livre

Os ajustes dos dados do campo de ressonância  $H_r$  em função do ângulo foram obtidos a partir da energia livre magnética  $E = E_z + E_f + E_U$ , onde o primeiro termo é a energia Zeeman, o segundo termo é a energia de forma (ou desmagnetização), e o terceiro termo é a energia uniaxial. A expressão para a energia por unidade de volume é então

$$E = -\vec{M} \cdot \vec{H} + 2\pi M_{eff}^2 \cos \theta + K_U^1 \sin^2 \theta \sin(\phi - \phi_U), \quad (4.4)$$

onde os ângulos  $\theta$  e  $\phi$  definem o vetor magnetização  $\vec{M}$ . O ângulo  $\phi_u$  define a direção do eixo uniaxial em relação ao eixo cristalino,  $2\pi M_{eff} = 2\pi M_s^2 - 2K_s/t$ , e  $K_s$  e  $K_U^1$  são as constantes de anisotropia de superfície e uniaxial. A Equação de dispersão que relaciona a frequência angular de FMR  $\omega$  e os termos de energias magnéticas, é dada por

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(\frac{1}{M_s \sin \theta}\right)^2 [E_{\theta\theta} E_{\phi\phi} - E_{\theta\phi}^2]. \quad (4.5)$$

Usando a Equação 4.4 na Equação 4.5 e tomando  $\theta = \theta_H = \pi/2$ , temos

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{[H \cos(\phi - \phi_H) - H_U \sin^2(\phi - \phi_U) + 4\pi M_{eff}^2]}{[H \cos(\phi - \phi_H) + H_U \cos 2(\phi - \phi_H)]}, \quad (4.6)$$

onde  $H_U = 2K_U^1/M_s$  é o campo magnético de anisotropia magnetocristalina uniaxial. O campo de ressonância  $H = H_r$  como função do ângulo no plano do filme ( $\phi$ ) é calculado a partir desta equação. Foi implementado um algoritmo em *Python* para os ajustes dos dados experimentais de  $H_r$  versus  $\phi_H$ . Esse algoritmo é baseado no cálculo das derivadas da energia livre e em sua minimização a partir dos dados experimentais. Os melhores ajustes forneceram os dados presentes nas Tabelas 1 e 2.

Para as medidas na configuração fora do plano em Fe e YIG, consideramos a seguinte expressão para a energia livre  $E = E_z + E_f + E_C$ , onde acrescentamos o termo de energia de cúbica,  $E_C$ . A expressão para a energia livre torna-se

$$E = -\vec{M} \cdot \vec{H} + 2\pi M_{eff}^2 \cos \theta + K_C \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cos(4\phi). \quad (4.7)$$

Analogamente, podemos usar a Equação 4.5 e encontrar a relação de dispersão para o caso das medidas fora do plano. Os valores encontrados para  $H_D = 4\pi M_{eff}$  e  $H_C = 2K_C/M_s$ , onde  $K_C$  é a constante de energia cúbica, são apresentados na Tabela 3

*Dados obtidos dos ajustes numéricos:*

Tabela 1: FMR no plano para YIG/Fe(12), onde  $0^\circ \leq \phi_H \leq 360^\circ$ .

$\alpha$ ( $^\circ$ )	$4\pi M_{eff}$ (G)	$H_U$ (Oe)	$\phi_U$ ( $^\circ$ )	$\gamma$ (CGS)
60	16.0	571.0	90.8	2.7

Tabela 2: FMR no plano para YIG/Pt(2)/Fe(12), onde  $0^\circ \leq \phi_H \leq 360^\circ$ .

$\alpha$ ( $^\circ$ )	$4\pi M_{eff}$ (G)	$H_U$ (Oe)	$\phi_U$ ( $^\circ$ )	$\gamma$ (CGS)
30	18.8	77.2	132.5	2.84
60	16.57	500.4	93.0	2.7

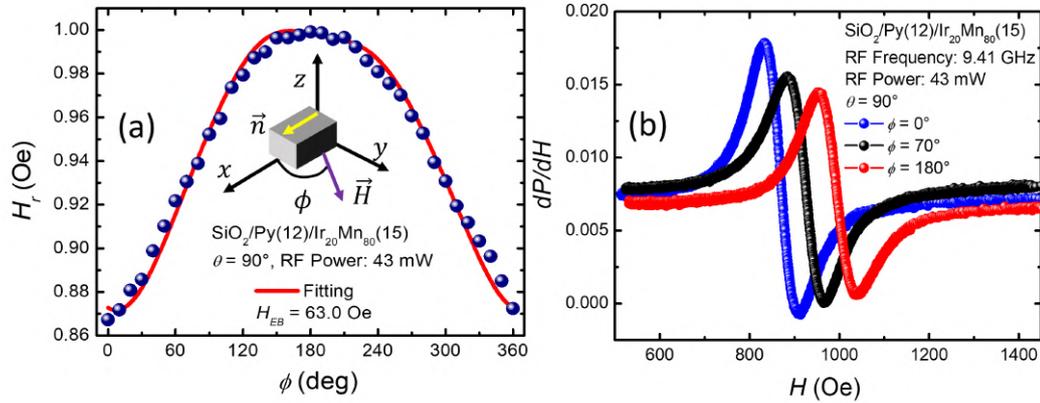
Tabela 3: FMR fora do plano para YIG e Fe, onde  $0^\circ \leq \theta_H \leq 90^\circ$  para YIG, e  $10^\circ \leq \theta_H \leq 90^\circ$  para filmes de Fe.

Substrato	$M_S$ ( $10^3$ G)	$H_D$ (Oe)	$H_C$ (Oe)	$\gamma$ (CGS)
Fe	15	-482.0	-10.0	2.75
YIG	0.143	-	-156.0	2.8

## 4.4 Efeitos de Volume: Medidas de AIOHE em IrMn

Investigamos os fenômenos do IOHE e AIOHE em filmes antiferromagnéticos (AFM) de  $\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ , onde o parâmetro de ordem é o vetor de Néel  $\vec{n} = \vec{M}_1 - \vec{M}_2$ , onde  $\vec{M}_1$  e  $\vec{M}_2$  são as magnetizações das subredes 1 e 2. Para a fabricação desses filmes, é necessário aplicar um campo magnético durante o processo de deposição por sputtering e crescer o IrMn sobre uma camada FM. Esse campo magnético alinha a camada FM, o que, por sua vez, orienta o vetor de Néel no AFM. Os spins da camada FM e da camada AFM interagem entre si pela interação de troca interfacial (em inglês *exchange bias*), que fixa a direção do vetor de Néel na camada AFM. Fabricamos heteroestruturas compostas por YIG/IrMn(4) e YIG/Pt(2)/IrMn( $t$ ). As caracterizações magnéticas foram realizadas à temperatura ambiente utilizando as técnicas de FMR, MOKE, e SP-FMR. Durante a deposição, os filmes de IrMn foram submetidos a um campo magnético uniforme (800 Oe) gerado por ímãs permanentes. Esse procedimento alinhou os grãos policristalinos, induzindo uma textura antiferromagnética. Para verificar a fase antiferro (AF) do filme de IrMn, realizamos medições de FMR em função do ângulo  $\phi$  para a Py(12)/IrMn(15). A dependência angular do campo FMR exibiu uma curva em forma de sino, típica de bicamadas FM/AFM, confirmando a natureza AF do IrMn. A Figura 45 (a) mostra esse resultado. Optamos por Py em vez do YIG, pois a interação *exchange bias* é significativamente mais intensa na bicamada Py/IrMn, do que em YIG/IrMn. Contudo, essa escolha não compromete a generalidade desse efeito, pois as amostras de IrMn sobre YIG foram crescidas da mesma forma.

Figura 45: (a) Dependência angular do campo FMR no plano.  $\vec{n}$  é o vetor de Néel, representado no inset. A linha vermelha sólida é um ajuste usando o modelo descrito na Ref. [91]. (b) Curvas de FMR para três ângulos diferentes no plano.

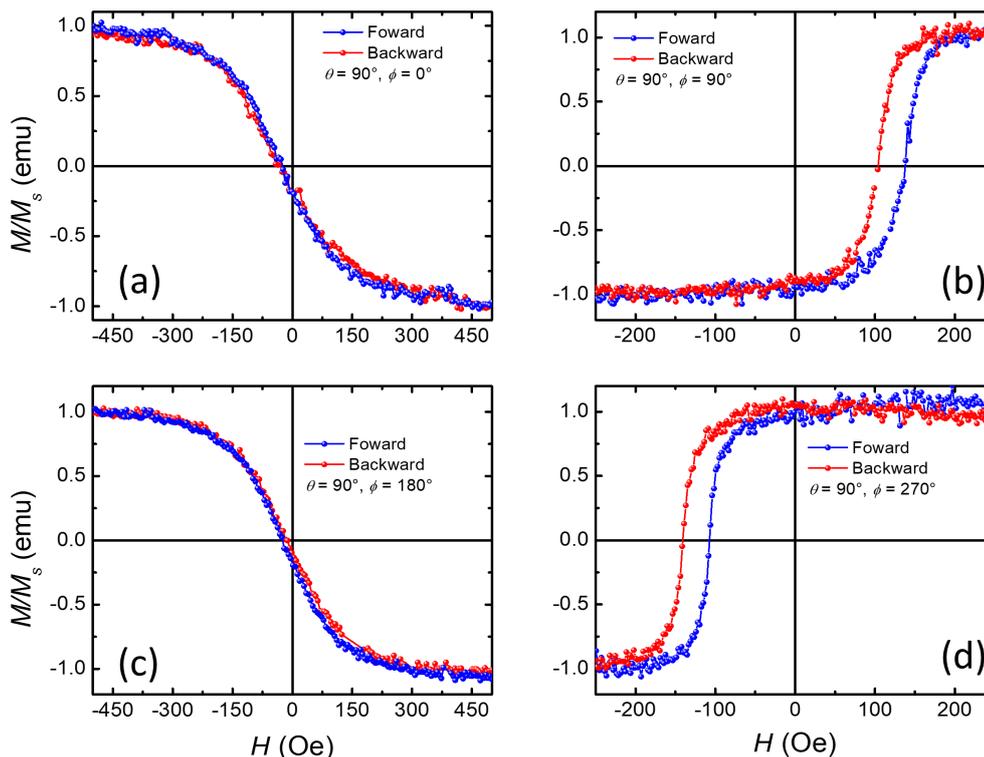


Fonte: [26].

O campo de *exchange bias* medido por FMR é dado aproximadamente por  $H_{EB} = 1/2[H_r(\pi) - H_r(0)]$  [91], onde  $H_r$  representa o valor do campo de ressonância. Nesta amostra específica, obtivemos  $H_{EB} = 63.0$  Oe. A Figura 45 (b) mostra as curvas de FMR características para os ângulos  $\phi = 0^\circ, 90^\circ$  e  $180^\circ$ . O ajuste dos dados da Figura 45 (a) foi realizado utilizando o modelo teórico descrito na ref. [91]. Encontramos  $H_{EB} = 63.0$  Oe, que corroborou com o resultado experimental.

Uma característica marcante do fenômeno de *exchange bias* é o deslocamento unidirecional da curva de histerese quando o campo magnético é aplicado paralelo à direção da anisotropia unidirecional. Para investigar esse comportamento, realizamos medidas de MOKE para medir as curvas de magnetização em Py/IrMn. A Figura 46 (a-d) mostra as curvas de histerese para  $\text{SiO}_2/\text{Py}(12)/\text{IrMn}(15)$ . Foi observado um deslocamento na histerese de 120 Oe.

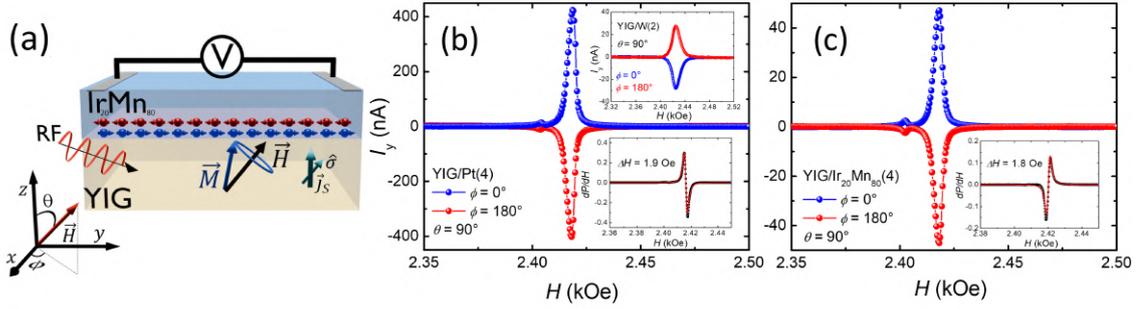
Figura 46: (a-d) Curvas de magnetização obtidas por MOKE à temperatura ambiente, com  $\phi$  representando o ângulo entre o campo magnético aplicado e o eixo de referência perpendicular à anisotropia unidirecional. As curvas de histerese mostradas em (a) e (c) correspondem a  $\phi = 0^\circ$  e  $\phi = 180^\circ$ , onde não foi observado deslocamento. Por outro lado, as curvas em (b) e (d), para,  $\phi = 90^\circ$  e  $\phi = 270^\circ$ , com o campo magnético aplicado paralelo e antiparalelo à anisotropia unidirecional, exibem um deslocamento significativo.



Fonte: [26].

As amostras de IrMn fabricadas tinham formato retangular com dimensões de  $3.0 \times 1.5$  mm<sup>2</sup>, onde o vetor de Néel foi orientado ao longo do eixo maior da amostra. Foram realizadas medidas de SP-FMR em duas configurações distintas: na configuração convencional, a polarização de spin permanece fixa no plano do filme, enquanto na configuração anômala, a polarização de spin é perpendicular ao plano e paralela à direção da corrente de spin. Ambas as configurações podem ser entendidas a partir da ilustração do processo de SP-FMR na Figura 47 (a). Os resultados de SP-FMR estão apresentados na Figura 47 (b) e (c).

Figura 47: Ilustração do processo de SP-FMR, na configuração onde a direção de  $\vec{H}$  está definida pelos ângulos polar ( $\theta$ ) e azimutal ( $\phi$ ). (b) Medidas de SP-FMR para YIG/Pt(4). O inset superior mostra os resultados de SP-FMR para YIG/W, que apresenta polaridade oposta à de YIG/Pt. O inset inferior mostra a curva de absorção de FMR para YIG/Pt, com  $\Delta H = 1.9$  Oe. (c) SP-FMR para YIG/IrMn(4). O inset mostra a curva FMR para YIG/IrMn(4), com  $\Delta H = 1.8$  Oe. As medições de FMR foram realizadas a uma potência de RF fixa de  $6 \mu\text{W}$ , enquanto que para as medições de SP-FMR, utilizou-se uma potência de RF de  $13.4\text{mW}$ . A frequência de RF empregada foi de  $9.41$  GHz.



Fonte: [26].

Os resultados da Figura 47 (b) mostra o ISHE de YIG/Pt(4), e o inset superior mostra o ISHE de YIG/W(2), que apresenta polaridade inversa devido a  $\theta_{\text{SH}}^{\text{W}} < 0$ . Essas medidas foram obtidas com potência de rf de  $13.4$  mW e frequência de rf de  $9.41$  GHz. O inset inferior da Figura 47 (b) mostra o FMR da amostra de YIG/Pt(4), que apresentou  $\Delta H = 1.9$  Oe. A Figura 48 (c) mostra o ISHE de YIG/IrMn(4). Comparando os sinais ISHE da Figura 47 (b) e (c), encontramos que o ISHE em IrMn é quase 10 vezes menor que o ISHE em Pt e tem mesma polarização. O inset da Figura 47 (c) mostra o FMR de YIG/IrMn, que apresentou  $\Delta H = 1.8$ . O YIG utilizado possui  $\Delta H \approx 1.0$ . Assim, os filmes de Pt e IrMn causaram um aumento na largura de linha.

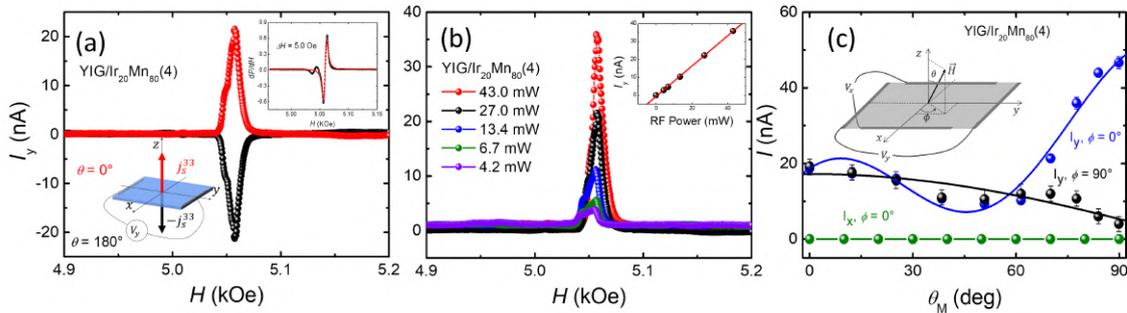
A seguir, realizamos medidas de SP-FMR na configuração do efeito anômalo, ou fora do plano (OOP). No caso da amostra de YIG/IrMn, devemos ter apenas AISHE, pois não há injeção de corrente orbital. A equação que rege o AISHE é dada por

$$J_c^k = \frac{2e}{\hbar} [\theta_0 \epsilon_{ijk} + ((\theta_1 + \theta_2) \delta_{ij} \delta_{kl \neq i} + \theta_1 \delta_{ik} \delta_{jl \neq i} + \theta_2 \delta_{il} \delta_{jk \neq i}) n_l] j_{ij}^S. \quad (4.8)$$

As medidas do AISHE foram realizadas com  $\theta = 0^\circ$  ou  $\theta = 180^\circ$ . Nessa configuração, a corrente de spin está na direção  $z$  ( $i = 3$ ) e polarização também na direção  $z$  ( $j = 3$ ), de acordo com a Figura 47 (a), ou seja, estamos se referindo à componente  $j_3^S$  do tensor corrente de spin.

A Figura 48 (a) mostra o sinal de SP-FMR na configuração OOP para YIG/IrMn(4) medido ao longo da direção  $y$ . Um pico de corrente bem definido é detectado por volta de 5.05 kOe, correspondente à excitação de FMR, como mostrado no inset. Como as direções de  $\hat{\sigma}_S$  e  $\vec{J}_S$  são paralelas, o sinal medido não pode ser atribuído ao ISHE e o primeiro termo da Equação (4.8) é zero. Por outro lado, o sinal medido se ajusta perfeitamente ao AISHE, pois o vetor de Néel está ao longo da direção  $y$ . Ao girar a amostra para  $\theta = 180^\circ$ , a orientação de  $\hat{\sigma}_S$  muda, resultando em uma inversão do sinal medido, em acordo com a Equação (4.8).

Figura 48: (a) Sinal de SP-FMR na configuração OOP para YIG/IrMn(4), com  $\theta = 0^\circ$  e  $\theta = 180^\circ$ . A potência de rf utilizada foi de 27 mW e frequência de 9.51 GHz. O inset superior mostra o sinal de FMR correspondente com potência de rf de 6  $\mu$ W. O inset inferior mostra a configuração OOP, onde  $\theta = 0^\circ$  corresponde a  $j_S^{33}$ , e  $\theta = 180^\circ$  corresponde a  $-j_S^{33}$ . (b) SP-FMR para diferentes níveis de potência de RF. O inset mostra o pico da corrente em função da potência de RF, exibindo um comportamento linear. (c) Dependência do sinal SP-FMR em função do ângulo polar  $\theta_M \approx \theta_H = \theta$ , medido com potência de RF de 27 mW e frequência de rf de 9.51 GHz. As medições foram realizadas ao longo da direção  $y$ , com  $\vec{H}$  varrendo no plano  $z-x$  (símbolos azuis) e no plano  $z-y$  (símbolos pretos), conforme mostrado no inset superior.



Fonte: [26].

No sistema YIG/IrMn, o vetor de Néel serve como o parâmetro de ordem, que exibe uma rigidez muito maior em comparação com a magnetização de um ferromagnético, permanecendo assim inalterado para  $\vec{H}$  na ordem de alguns kOe. Também observamos que o sinal medido responde linearmente à potência de micro-ondas usada para excitar a condição de FMR, como mostrado na Figura 48 (b). Este resultado indica que o sinal detectado depende linearmente da corrente de spin, o que reforça a interpretação do AISHE. A Figura 48 (c) mostra a dependência da corrente de pico de SP-FMR em função do ângulo polar  $\theta_M$  para três configurações (i, ii e iii) distintas utilizadas para explorar o AISHE. O vetor de Néel está orientado ao longo do eixo  $y$ , e os contatos elétricos foram fixados de acordo com a medição de  $V_x$  ou  $V_y$ , como ilustrado no inset.

(i) Para  $\vec{H}$  variando ao longo do plano  $z - y$  ( $\phi = 90^\circ$ , símbolos pretos), os contatos foram feitos conforme  $V_y$ . A corrente de spin flui ao longo do eixo  $z$  ( $i = 3$ ), o vetor de Néel,  $\vec{n}$ , é fixado ao longo do eixo  $y$  ( $l = 2$ ), e a corrente de carga é medida colinear a  $\vec{n}$ , ou seja, também ao longo do eixo  $y$  ( $k = 2$ ). A polarização da corrente de spin ( $j$ ) é variada devido às alterações no campo  $\vec{H}$ . A expressão para  $J_c^2$  é dada por:

$$J_c^2 = \frac{2e}{\hbar} \theta_0 \epsilon_3 j_2 j_S^3 j + \frac{2e}{\hbar} [(\theta_1 + \theta_2) \delta_{3j} \delta_{22 \neq 3} + \theta_1 \delta_{32} \delta_{j2 \neq 3} + \theta_2 \delta_{32} \delta_{j2 \neq 3}] n_2 j_S^{3j}, \quad (4.9)$$

$$J_c^2 = \frac{2e}{\hbar} (\theta_1 + \theta_2) \delta_{3j} \delta_{22 \neq 3} n_2 j_S^3 j, \quad (4.10)$$

ou, na representação matricial,

$$J_c^2 = \left( \frac{2e}{\hbar} \right) \begin{bmatrix} 0 \\ (\theta_1 + \theta_2) n_2 j_S^{33} \end{bmatrix}, \quad (4.11)$$

onde o primeiro elemento da matriz corresponde a  $j = 2$  e o segundo a  $j = 3$ . Ao aplicar a matriz de rotação, referente à variação de  $\vec{H}$  ao longo do plano  $z - y$ , temos que a densidade de carga  $J_c^2$  no sistema de coordenadas rotacionado é dado por:

$$\begin{aligned} J_c^{2'} &= \left( \frac{2e}{\hbar} \right) \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ (\theta_1 + \theta_2) n_2 j_S^{33} \end{bmatrix} \\ &= \left( \frac{2e}{\hbar} \right) \begin{bmatrix} -(\theta_1 + \theta_2) n_2 j_S^{33} \sin \theta \\ (\theta_1 + \theta_2) n_2 j_S^{33} \cos \theta \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Devemos escolher o elemento da matriz tal que  $\hat{\sigma}_S = z'$ , que corresponde a  $j = 3$ . Portanto, o fluxo de carga é:

$$J_2' = \left( \frac{2e}{\hbar} \right) (\theta_1 + \theta_2) n_2 j_S^{33} \cos \theta. \quad (4.13)$$

A corrente de carga  $I_{\text{SP-FMR}}$  é obtida integrando a Equação (4.13) sob a área transversal a direção da medida, que ainda manterá a dependência angular. Assim, a função  $\cos \theta$  modela os dados experimentais para os dados da Figura 48 (c), símbolos pretos.

(ii) Para  $\vec{H}$  variando ao longo do plano  $z - x$  ( $\phi = 0^\circ$ , símbolos azuis), os contatos

também foram feitos conforme  $V_y$ . Agora, os dados exibem uma contribuição do ISHE e do AISHE. Neste caso, o primeiro termo não é necessariamente zero porque  $j = 1$  ou  $j = 3 \Rightarrow \epsilon_{3j2} = 0$  ou 1. Portanto, podemos escrever

$$J_c^2 = (2e/\hbar)[\theta_0\epsilon_{3j2}j_S^{3j} + (\theta_1 + \theta_2)\delta_{3j}\delta_{22\neq 3}n_2]j_S^{33}. \quad (4.14)$$

A representação matricial de  $J_2$  é

$$J_c^2 = \left(\frac{2e}{\hbar}\right) \begin{bmatrix} \theta_0 j_S^{13} \\ (\theta_1 + \theta_2)n_2 j_S^{33} \end{bmatrix}. \quad (4.15)$$

A corrente de carga  $J_c^{2'}$  no sistema de coordenadas rotacionado é dada por

$$\begin{aligned} J_c^{2'} &= \left(\frac{2e}{\hbar}\right) \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_0 j_S^{13} \\ (\theta_1 + \theta_2)n_2 j_S^{33} \end{bmatrix} \\ &= \left(\frac{2e}{\hbar}\right) \begin{bmatrix} \theta_0 j_L^{13} \cos\theta - (\theta_1 + \theta_2)n_2 j_S^{33} \sin\theta \\ \theta_0 j_L^{13} \sin\theta + (\theta_1 + \theta_2)n_2 j_S^{33} \cos\theta \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

O componente de interesse está ao longo da direção  $\hat{\sigma}_L = \hat{z}' \rightarrow j = 3$ . Assim, a corrente de carga  $J_c^{2'}$  é

$$J_c^{2'} = (2e/\hbar) [\theta_0 j_S^{13} \sin\theta + (\theta_1 + \theta_2)n_2 j_S^{33} \cos\theta], \quad (4.16)$$

onde, o primeiro termo da equação é o IOHE convencional, e o segundo termo é o AIOHE puro. O ajuste dos dados da Figura 48 (c) foi realizado usando a Equação (4.16), com a particularidade de que foi necessário empregar a função  $\cos(\beta\theta)$ , em vez de  $\cos(\theta)$ , onde  $\beta \approx 3$ , valor encontrado do melhor ajuste, dada pela curva sólida em azul.

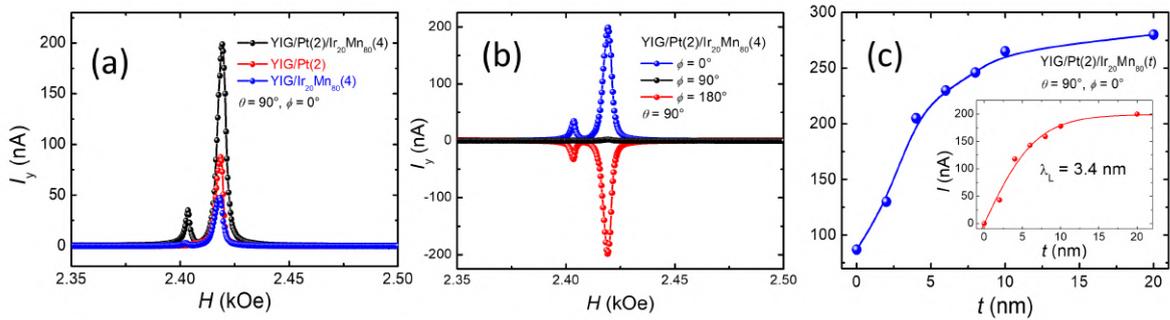
(iii) Para o  $\vec{H}$  variando ao longo do plano  $z - x$  (símbolos verdes), os contatos foram feitos de acordo com  $V_x$ . Neste cenário, a corrente de spin flui ao longo do eixo  $z$  ( $i = 3$ ), o vetor de Néel aponta na direção  $y$  ( $l = 2$ ), e a corrente de carga é medida ao longo do eixo  $x$  ( $k = 1$ ). Assim, a expressão para  $J_c^1$  torna-se:

$$J_c^1 = \frac{2e}{\hbar}\theta_0\epsilon_{3j1}j_S^{3j} + \frac{2e}{\hbar}[(\theta_1 + \theta_2)\delta_{3j}\delta_{1,2} + \theta_1\delta_{3,1}\delta_{j,2} + \theta_2\delta_{3,2}\delta_{j,1}]n_2j_S^{3j} = 0 \quad (4.17)$$

Neste caso, o primeiro termo é nulo, pois  $j = 1$  ou  $j = 3$  implica em  $\epsilon_{3j1} = 0$ . Os outros termos são zero devido as deltas de Kronecker. Portanto, tanto os termos ISHE quanto AISHE desaparecem, que implica em  $J_c^1 = 0$ . Isso indica que nenhuma corrente de carga é detectada nesta direção, em conformidade com os dados experimentais da Figura 48 (c), símbolos verdes.

Os materiais que constituem a liga de IrMn possuem  $\theta_{\text{SH}}$  muito pequenos, como constatamos a partir dos resultados experimentais. De acordo com a ref. [54], as condutividades para o Ir e o Mn são  $\sigma_{\text{SH}}^{\text{Ir}} = 341 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ ,  $\sigma_{\text{SH}}^{\text{Mn}} = -37 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ ,  $\sigma_{\text{OH}}^{\text{Ir}} = 4434 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$  e  $\sigma_{\text{OH}}^{\text{Mn}} = 6087 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ . Então, esperamos sinais SP-FMR gerados por efeitos orbitais maiores que os por efeitos de spin. Para investigar os efeitos orbitais, fabricamos amostras de YIG/Pt(2)/IrMn( $t$ ). Nestas amostras, mesmo com a Pt(2) separando as camadas de YIG e IrMn, ainda mantivemos o campo magnético de 800 Oe durante o processo de deposição por sputtering para garantir a textura AF nos filmes de IrMn. Essa etapa foi crucial para alinhar a direção do vetor de Néel ao longo do eixo maior da amostra, que, durante as medições, foi orientado na direção  $y$ . A Figura 49 (a) mostra os sinais de SP-FMR na configuração no plano para três amostras: YIG/Pt(2), YIG/IrMn(4) e YIG/Pt(2)/IrMn(4). A comparação direta dos sinais medidos para as duas primeiras amostras confirma que o ISHE da Pt é maior do que o do IrMn. No entanto, ao adicionar uma camada de 4 nm de IrMn sobre a camada de Pt(2), o sinal de SP-FMR praticamente dobra de magnitude. A Figura 49 (b) mostra o comportamento do IOHE no IrMn, que apresenta polaridade positiva para  $\phi = 0^\circ$ , negativa para  $\phi = 180^\circ$  e se zero para  $\phi = 90^\circ$ . Assim, concluímos que  $\theta_{\text{SH}}^{\text{IrMn}} > 0$  e  $\theta_{\text{OH}}^{\text{IrMn}} > 0$ , que está de acordo com a ref. [54].

Figura 49: (a) SP-FMR para YIG/Pt(2)/IrMn(4), YIG/Pt(2) e YIG/IrMn(4) na configuração com campo aplicado no plano ( $\theta = 90^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$ ). As medições foram realizadas com uma potência de RF de 13.4 mW e frequência de 9.41 GHz. O fraco sinal de SP-FMR gerado pelo modo de superfície é dificilmente detectado em YIG/IrMn e YIG/Pt, mas mostra um ganho significativo em YIG/Pt(2)/IrMn(4). (b) SP-FMR para YIG/Pt(2)/IrMn(4), com  $\theta = 90^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$  (azul),  $\phi = 90^\circ$  (preto) e  $\phi = 180^\circ$  (vermelho). (c) Sinais de pico de SP-FMR, para  $0 \text{ nm} \leq t_{\text{IrMn}} \leq 20 \text{ nm}$ . A linha sólida é para guiar os olhos. O inset representa o IOHE para filmes de IrMn, com a linha sólida vermelha obtida conforme discutido no texto.



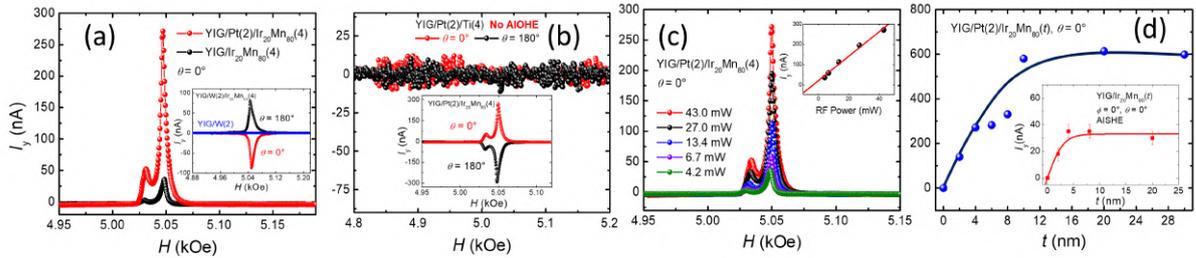
Fonte: [26].

Observando o sinal saturado na Figura 49 (c) notamos um ganho no sinal SP-FMR em YIG/Pt(2)/IrMn(20) maior que 3 vezes, quando comparado ao sinal ISHE em YIG/Pt(2). Os dados em vermelho (no inset) mostra o sinal IOHE em função da espessura de IrMn, obtido subtraindo a contribuição do ISHE em Pt(2). O ajuste dos dados experimentais fornece  $\lambda_L = (3.4 \pm 0.5) \text{ nm}$ . Além disso, substituindo a camada de Pt por uma camada de W, observamos um aumento no sinal com polaridade contrária ao da Pt [26]. Esse comportamento está de acordo com as relações entre o SOC e a geração de correntes orbitais, reforçando a relevância do material utilizado para a modulação desses efeitos.

Para investigar o AIOHE, realizamos medições de SP-FMR em YIG/Pt(2)/IrMn( $t$ ) e YIG/W/IrMn, dispostas na configuração OOP. A Figura 50 (a) mostra o sinal de SP-FMR para YIG/IrMn(4), YIG/Pt(2)/IrMn(4), YIG/W(2) e YIG/W(2)/IrMn(4). O sinal de pico da amostra YIG/IrMn(4) foi em torno de 37.5 nA, enquanto a amostra YIG/Pt(2)/IrMn(4) exibiu um valor de pico significativamente maior, de 271.6 nA, um aumento de mais de sete vezes. Para a amostra de YIG/W(2)/IrMn(4) o aumento do sinal foi menos significativo, mas ainda ocorreu, mas com polaridade invertida, devido ao SOC negativo do W. Esse aumento surpreendente sugere a existência de um mecanismo adicional de conversão de spin-orbital para carga além do tradicional ISHE ou IOHE, dado o arranjo experimental empregado. Além disso, o sinal não pode ser atribuído ao AISHE dentro da camada de Pt ou W, já que não existe um parâmetro de ordem nessas

camadas. Quando a amostra é rotacionada  $180^\circ$ , a polaridade do sinal muda, indicando que o sinal medido depende da direção de  $\hat{\sigma}_S$  e  $\hat{\sigma}_L$ . Além disso, o comportamento observado é semelhante ao que foi previamente registrado para o AISHE em YIG/IrMn(4). Isso sugere que o sinal depende do parâmetro de ordem da camada AF, o qual permanece fixo dentro da faixa do campo magnético aplicado. Essa hipótese é corroborada pela análise do sinal SP-FMR de YIG/Pt(2)/Ti(4) na configuração OOP, onde nenhum sinal é observado, como mostrado na Figura 50 (b).

Figura 50: (a) SP-FMR na configuração OOP para YIG/IrMn(4) e YIG/Pt(2)/IrMn(4), com potência de RF de 43 mW, a 9.51 GHz. O inset mostra os sinais de SP-FMR para as amostras de YIG/IrMn(4), YIG/Pt(2)/IrMn(4), YIG/W(2) e YIG/W(2)/IrMn(4), para  $\theta = 0^\circ$  e  $\theta = 180^\circ$ . O aumento do sinal só pode ser explicado devido ao AIOHE. (b) SP-FMR para YIG/Pt(2)/Ti(4) com potência de RF de 43 mW. Como o Ti não possui parâmetro de ordem, nenhum sinal de AIOHE é detectado. O inset mostra a dependência angular do AIOHE medida em YIG/Pt(2)/IrMn(4). Devido à rigidez do vetor de Néel, que atua como o parâmetro de ordem, o sinal de AIOHE inverte sua polaridade em  $\theta = 180^\circ$  em comparação com  $\theta = 0^\circ$ . (c) Dependência do sinal de AIOHE com a potência de RF. (d) Dependência do sinal de AIOHE com a espessura da camada de IrMn, com uma potência de RF de 43 mW. O inset mostra a dependência do sinal de AISHE com a espessura da camada de IrMn, que é desprezível em comparação com o sinal de AIOHE. Na saturação o AISHE em IrMn atinge cerca de 37 nA enquanto o sinal de AIOHE atinge um valor de 600 nA.



Fonte: [26].

Para elucidar ainda mais o comportamento dos sinais medidos, realizamos experimentos variando a potência do micro-ondas. Os resultados, apresentados na Figura 50 (c), revelam uma tendência notável: o sinal de SP-FMR aumenta à medida que aumentamos a potência do micro-ondas. Este resultado indica uma correlação direta entre a magnitude da corrente spin-orbital injetada no material IrMn e o efeito observado. Ao plotar o sinal de pico como função da potência do micro-ondas, observamos uma dependência linear, conforme mostrado no inset da Figura 50 (c). Além disso, estudamos a dependência do AIOHE com a espessura do filme de IrMn. Como mostrado na Figura 50 (d), a intensidade do sinal satura para filmes mais espessos, indicando um comportamento semelhante à difusão, devido a mecanismos de dissipação, similar às medições de AISHE. O inset

mostra o AISHE em função da espessura da camada IrMn medida em YIG/IrMn( $t$ ). O valor de saturação do AISHE (símbolos vermelhos) é desprezível em comparação com o valor de saturação do AIOHE (símbolos azuis). A curva cheia em azul na Figura 50 (d) é um guia visual, mas não deve ser ajustada com base na Equação (2.85), uma vez que esta se refere ao IOHE/ISHE. Porém, a curva apresenta uma tendência do tipo  $\tanh(t/(2\lambda_L))$ , característico de um processo difusivo.

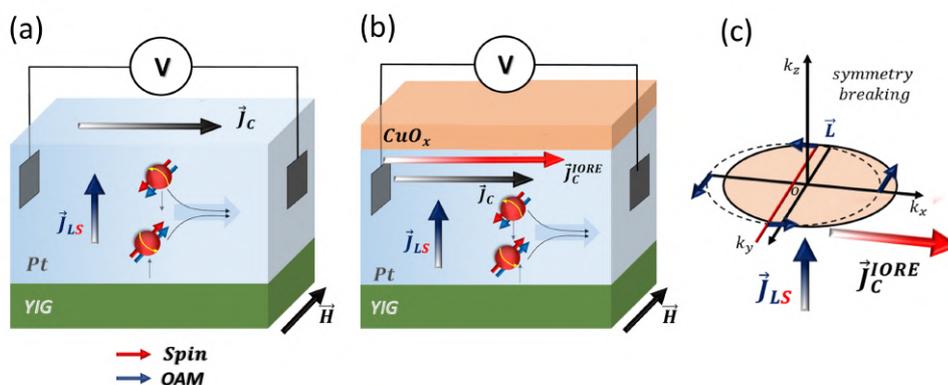
## 4.5 Efeitos de Interface: Medidas de IORE em CuO<sub>x</sub>

Correntes de spin geradas em um material NM podem induzir torque em um FM adjacente. Esse fenômeno é conhecido como torque spin-órbita (SOT), e ocorre devido à interação entre a corrente de spin e a magnetização local do FM, permitindo a manipulação da magnetização sem a necessidade de aplicar um campo magnético externo [92, 93]. O SOT é de grande interesse para a indústria, especialmente na área da spintrônica, pois oferece uma abordagem eficiente para o controle da magnetização em materiais, o que é essencial para o desenvolvimento de dispositivos como memórias e transistores baseados em spin. Em geral, os metais pesados como Pt, Ta e W, tornam-se mais interessantes para investigação do SOT devido ao seu forte SOC. Nesse cenário, materiais leves, como o cobre (Cu), são frequentemente negligenciados, pois possuem SOC significativamente mais fraco. Além disso, os resultados teóricos da ref. [54] revelam baixas condutividades de spin e orbital, com valores de  $\sigma_{SH} = 83 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$  e  $\sigma_{OH} = -778 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ . No entanto, outros estudos demonstraram que filmes de Cu naturalmente oxidados podem aumentar significativamente a eficiência do SOT. Esse aumento é mediado pelo ORE na interface Cu/O, responsável por gerar uma corrente orbital, a qual é injetada no FM e acopla-se à sua magnetização, gerando um torque adicional (OT) [30, 31, 94, 95]. Esse comportamento contrasta com os resultados conhecidos para o Cu puro e destaca o papel crucial dos efeitos orbitais interfaciais na modulação do SOT.

Partindo destes surpreendentes resultados, resolvemos estudar mais profundamente os mecanismos associados ao OT inverso (ou IORE) em óxidos de Cu. Investigamos experimentalmente heteroestruturas de YIG(40)/Pt( $t_{Pt}$ )/CuO<sub>x</sub>(3) utilizando as técnicas de SP-FMR e LSSE para observar a conversão orbital em carga. Além dessas técnicas, a investigação das propriedades estruturais das amostras foi realizada por DRX em incidência rasante (GIXRD), imagens de microscopia eletrônica de varredura (SEM), microscopia eletrônica de transmissão (TEM), espectroscopia de absorção de raios X (XAS) e espectroscopia de dispersão de energia (EDS).

A Figura 51 mostra que a corrente acoplada  $\vec{J}_{LS}$  pode ser convertida em uma corrente de carga por dois canais diferentes: um associado ao ISHE e o outro ao IOHE. No primeiro mecanismo (a), apenas o ISHE é observado. No segundo mecanismo (b), a corrente ascendente  $\vec{J}_{LS}$  atinge a interface Cu/O, onde é convertida em corrente de carga pelo IORE, ilustrada na Figura 51 (c).

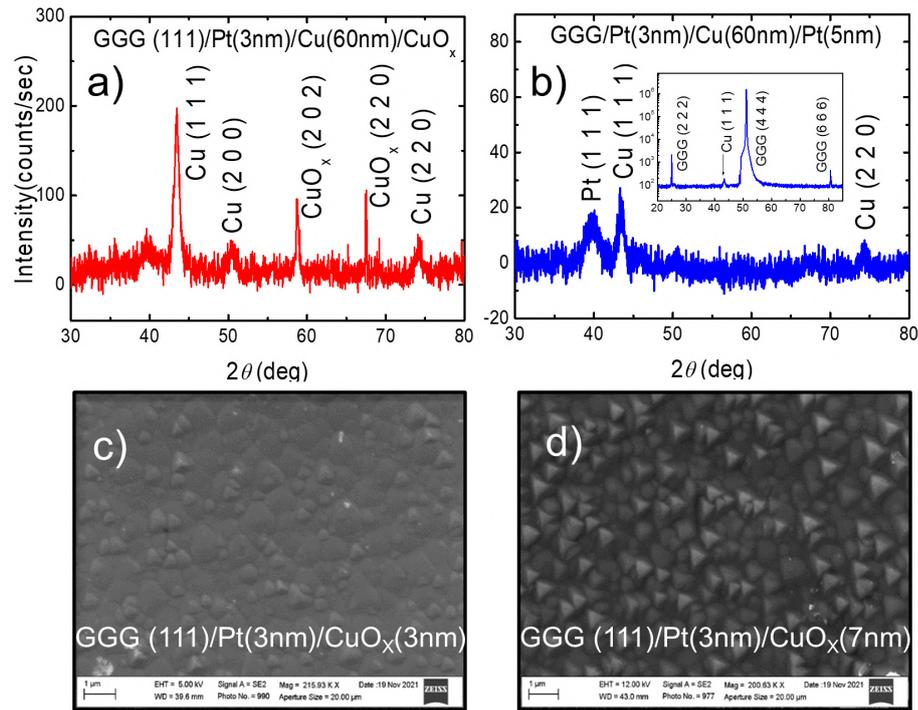
Figura 51: Ilustração esquemática do ISHE e IOHE simultâneos. (a) Sem a camada de  $\text{CuO}_x$ , a única contribuição é devido à conversão de  $\vec{J}_{LS}$  em corrente de carga devido ao ISHE em Pt, já que a condutividade orbital na Pt é desprezível. (b) Com a camada de  $\text{CuO}_x$ , aparece a contribuição adicional  $\vec{J}_c^{\text{IORE}}$  induzida pela interface Cu/O. (c) Conversão da corrente  $\vec{J}_{LS}$  em corrente de carga no espaço recíproco  $k$ , devido ao IORE.



Fonte: o autor (2023).

Para investigar o processo de oxidação em Cu, depositamos um filme espesso de Cu(60) sobre a camada de Pt(3) e deixamos a amostra exposta ao ar. O padrão de GIXRD na Figura 52 (a) mostra claramente os picos de difração característicos de  $\text{CuO}_x$  e do filme policristalino de Cu com textura preferencial orientada ao longo dos planos (111), (200), (220) e (202), conforme relatado anteriormente [96]. Depositamos uma *capping layer* de Pt(5) sobre a superfície de Cu, na qual o padrão de GIXRD é mostrado na Figura 51 (b), onde nenhum pico de  $\text{CuO}_x$  foi identificado. Claramente, a *capping layer* de Pt(5) impede a oxidação do Cu. O espectro de XRD também mostra o pico correspondente às reflexões de Bragg (111) do filme de Cu, demonstrando que a orientação do substrato GGG influencia fortemente a orientação dos grãos de Cu. A morfologia dos filmes GGG/Pt(3)/ $\text{CuO}_x$  foi analisada por SEM. A Figura 52 (c) e a Figura 52 (d) mostram imagens de SEM dos filmes Cu/ $\text{CuO}_x$  depositados sobre GGG(111)/Pt(3), revelando um filme contínuo com diferentes formas de pirâmides de  $\text{CuO}_x$  com dimensões menores que  $1 \mu\text{m}$  associadas à orientação do substrato GGG.

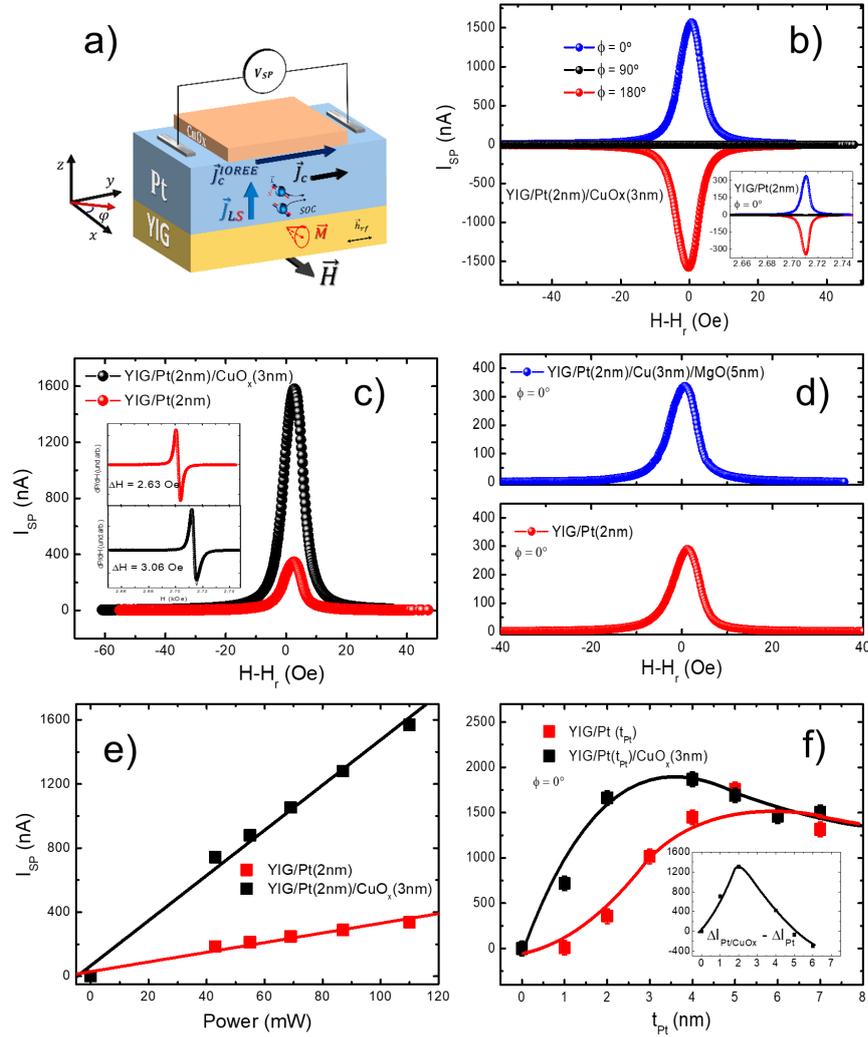
Figura 52: (a) Padrão de GIXRD de um filme espesso de  $\text{Cu}(60)$  que foi deixado em contato com o ar por dois dias. Os resultados mostram a presença de picos fortes de  $\text{CuO}_x$ . (b) Padrão de GIXRD mostra claramente que uma *capping layer* de  $\text{Pt}(5)$  impede a oxidação natural da camada de  $\text{Cu}$ . O inset da Figura (b) mostra o padrão convencional de GIXRD de  $\text{GGG}/\text{Pt}(3)/\text{Cu}(60)/\text{CuO}_x$ , exibindo reflexões associadas aos planos cristalinos (222), (444) e (666) do GGG, bem como a textura (111) da camada de  $\text{Cu}$ . As Figuras (c) e (d) mostram imagens de SEM da superfície de  $\text{CuO}_x(3)$  e  $\text{CuO}_x(7)$ , respectivamente. As imagens revelam estruturas piramidais associadas à orientação do substrato GGG (111).



Fonte: o autor (2023).

Utilizamos a técnica de SP-FMR (ou SP), ilustrada na Figura 53 (a), para investigar a interação entre correntes orbitais e de spin em duas séries de heteroestruturas:  $\text{YIG}/\text{Pt}(t_{\text{Pt}})$  e  $\text{YIG}/\text{Pt}(t_{\text{Pt}})/\text{CuO}_x(3)$ , onde  $0 \leq t_{\text{Pt}} \leq 7$  nm. Para a segunda série de amostras, uma ilha de  $\text{Cu}(3$  nm) com dimensões de  $1.5 \times 2.0$  nm<sup>2</sup> foi depositada sobre a camada de  $\text{Pt}$  e deixada para oxidar naturalmente por dois dias. A Figura 53 (b) mostra os sinais típicos de  $I_{\text{SP}}$  para a amostra  $\text{YIG}/\text{Pt}(2)/\text{CuO}_x(3)$ , que estão de acordo com a Equação do ISHE, apresentando um sinal nulo em  $\phi = 90^\circ$  (preto), positivo em  $\phi = 0^\circ$  (azul), e negativo em  $\phi = 180^\circ$  (vermelho). O inset da Figura 53 (b) mostra o mesmo comportamento obtido para a amostra  $\text{YIG}(40)/\text{Pt}(2)$ . A Figura 53 (c) mostra claramente o ganho significativo do sinal, para a amostra  $\text{YIG}(40)/\text{Pt}(2)/\text{CuO}_x(3)$  (preto) em comparação com a amostra  $\text{YIG}(40)/\text{Pt}(2)$  (vermelho).

Figura 53: (a) Mostra a configuração do SP. (b) Sinais típicos de  $I_{\text{SP}}$  para as amostras com e sem a camada de cobertura de  $\text{CuO}_x$  (inset). (c) Comparação dos sinais SP das amostras com (preto) e sem (vermelho) a camada de  $\text{CuO}_x$ , respectivamente, obtidos para  $P_{\text{rf}} = 110$  mW. O inset mostra a derivada do sinal de absorção de FMR para ambas as amostras. (d) Sinais de  $I_{\text{SP}}$  para as amostras YIG/Pt(2)/Cu(3)/MgO(5) e YIG/Pt(2), que confirmam que o aumento do sinal ocorre somente quando a camada de cobre está oxidada. (e) Dependência dos sinais de  $I_{\text{SP}}$  em função da potência rf para as amostras YIG/Pt(2) e YIG/Pt(2)/ $\text{CuO}_x$ (3). (f) Dependência de  $I_{\text{SP}}$  em função de  $t_{\text{Pt}}$  para as amostras YIG/Pt(2) e YIG/Pt(2)/ $\text{CuO}_x$ (3). As linhas sólidas são guias para os olhos. O inset mostra a diferença entre os dados das amostras com e sem a camada de  $\text{CuO}_x$ , que atinge um máximo para  $t_{\text{Pt}} \approx 2$  nm.



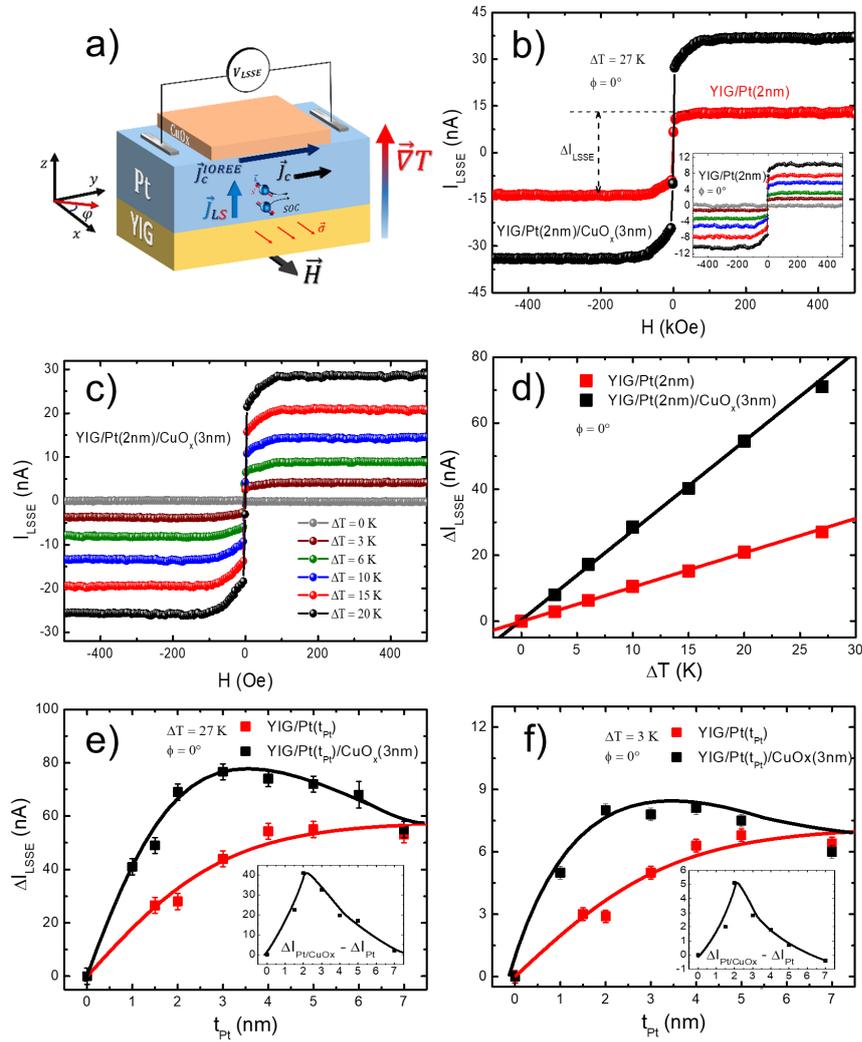
Fonte: o autor (2023).

A Figura 53 (d) mostra que o ganho no sinal SP só ocorre quando a camada de Cu é oxidada. Isto é um forte indicativo de que o efeito observado é IORE e não ISRE. Primeiro porque o Cu é um metal leve, ou seja, tem fraco SOC e não é esperado qualquer efeito de volume. Segundo, que este resultado mostra a dependência da hibridização ente Cu e O. Quando inserimos a camada de MgO, a interface Cu/MgO remove a hibridização

orbital  $pd$  que é essencial para o IORE e evita a oxidação natural da camada de Cu. Isso desativa o aumento de sinal porque o IORE depende dessa hibridização. Além disso, experimentos anteriores confirmaram que a oxidação superficial de uma camada de Cu grosso pode aumentar os sinais de torque magnético [97], sem necessariamente ter interface com Pt. Isso reforça ainda mais que efeitos de spin são desprezíveis com respeito aos ganhos observados em nossas amostras. Outros resultados experimentais também confirmaram a irrelevância da interface Pt/ $\text{CuO}_x$  para o aumento do sinal SP devido ao IORE [16]. Ou seja, a interface Cu/O, caracterizado pelos estados orbital Rashba, é comprovadamente a responsável majoritária pelo efeito observado. A Figura 53 (e) mostra a relação linear entre  $I_{\text{SP}}$  e a potência de microondas para as amostras com e sem a camada de Cu naturalmente oxidada. Essa medida mostra que o efeito IORE depende da intensidade da corrente orbital que chega na interface Cu/O. A Figura 53 (f) mostra a dependência do sinal SP em função da espessura da camada de Pt. Note que quando  $t_{\text{Pt}} = 1$  nm o ganho é menor do que em  $t_{\text{Pt}} = 2$  nm, isto pode ser explicado pelo fato de que as amostras de Pt mais finas tendem a crescer filmes descontínuos com maior rugosidade, o que interfere no crescimento uniforme da camada de Cu. Quando  $t_{\text{Pt}} = 2$  nm observamos um ganho acentuado no sinal (veja o inset). Porém, como esperado, para  $t_{\text{Pt}} > 2$  nm o sinal tende a decair e se igualar ao ISHE da camada de YIG/Pt. Isto ocorre devido ao pequeno comprimento de difusão de spin em Pt, que relaxa rapidamente a corrente de spin e, conseqüentemente, a corrente orbital.

Para confirmar os resultados obtidos pelo SP, realizamos medições de injeção de spin utilizando a técnica LSSE nas mesmas duas séries de amostras. A Figura 54 (a) mostra esquematicamente a configuração do LSSE. A Figura 54 (b) mostra os sinais de LSSE para as heteroestruturas YIG(40)/Pt(2) e YIG(40)/Pt(2)/ $\text{CuO}_x$ (3). Durante a varredura do campo magnético, o gradiente de temperatura perpendicular é fixado no mesmo valor para as medições de ambas as amostras. Surpreendentemente, o valor medido do sinal de LSSE para a amostra com a camada de  $\text{CuO}_x$  mais que dobrou em comparação com a amostra sem  $\text{CuO}_x$ .

Figura 54: (a) Ilustração do LSSE. (b) Curva de LSSE para as amostras sem e com a camada de  $\text{CuO}_x$ . A amostra com  $\text{CuO}_x$  teve o sinal aprimorado em 2.6 vezes. (c) Curvas de LSSE em função de  $\Delta T$  variando de 0 K a 20 K, para a amostra com a camada de  $\text{CuO}_x$ . O inset mostra as mesmas curvas obtidas para a amostra YIG/Pt(2). (d) Mostra a dependência de  $\Delta I_{\text{LSSE}}$  como função de  $\Delta T$  para as amostras YIG/Pt(2)/ $\text{CuO}_x$ (3) e YIG/Pt(2), onde  $\Delta I_{\text{LSSE}}$  é definido em (b). (e, f) Dependência de  $\Delta I_{\text{LSSE}}$  como função de  $t_{\text{Pt}}$  para  $\Delta T = 27$  K e  $\Delta T = 3$  K, respectivamente. Os símbolos vermelhos representam os dados para a amostra YIG/Pt( $t_{\text{Pt}}$ ) e os símbolos pretos representam os dados para a amostra com a camada de  $\text{CuO}_x$ . Os insets mostram a diferença entre os dados das amostras com e sem a camada de  $\text{CuO}_x$ , que atinge um máximo para  $t_{\text{Pt}} \approx 2$  nm.



Fonte: o autor (2023).

A Figura 54 (c) mostra os sinais de LSSE da amostra YIG/Pt(2)/ $\text{CuO}_x$ (3) para diferença de temperatura ( $0 \leq \Delta T \leq 20$  K), medidas entre os banhos térmicos colocados nas superfícies superior e inferior da amostra. A amplitude do sinal de LSSE ( $\Delta I_{\text{LSSE}}$ ), definida na Figura 54 (b), aumenta linearmente como uma função de  $\Delta T$ , conforme apresentado na Figura 54 (d) para as heteroestruturas YIG/Pt(2)/ $\text{CuO}_x$ (3) e

YIG(40)/Pt(2), respectivamente. Os ajustes lineares da Figura 54 (d) foram obtidos por meio de  $\Delta I_{\text{LSSE}} = -\alpha_{\text{FM}} \Delta T \cos \phi$ , onde  $\alpha_{\text{FM}} = \frac{S_{\text{FM}}}{R} \left( \frac{w_{\text{Pt}}}{t_{\text{YIG}} + t_{\text{GGG}}} \right)$  [98, 56]. Aqui,  $S_{\text{FM}}$  é o coeficiente spin-Seebeck,  $w_{\text{Pt}}$  é a distância entre os contatos elétricos, e  $\phi$  é o ângulo azimutal conforme definido na Figura 54 (a), e  $t_{\text{YIG}}$  e  $t_{\text{GGG}}$  são as espessuras das camadas de YIG e GGG, respectivamente. A partir dos ajustes lineares mostrados na Figura 54 (d), encontramos  $\alpha_{\text{FM}}^{(1)}/\alpha_{\text{FM}}^{(2)} \approx 2.6$ , onde  $\alpha_{\text{FM}}^{(1)}$  e  $\alpha_{\text{FM}}^{(2)}$  são os coeficientes lineares para as linhas preta e vermelha, respectivamente. Assim, a presença de CuO<sub>x</sub> aumentou o sinal de LSSE por um fator de 2.6. As Figuras 54 (e) e (f) mostram a dependência de  $\Delta I_{\text{LSSE}}$  para ambas as séries de amostras como uma função de  $t_{\text{Pt}}$  para  $\Delta T = 27$  K e  $\Delta T = 3$  K, respectivamente. A curva na cor preta é um guia visual. O sinal de LSSE aumenta rapidamente como função de  $t_{\text{Pt}}$ , atinge um máximo para  $t_{\text{Pt}} \approx 2$  nm e, em seguida, diminui para valores da mesma ordem dos valores de saturação obtidos para as amostras YIG/Pt( $t_{\text{Pt}}$ ). A curva na cor vermelha é o ajuste teórico, onde encontramos  $\lambda_S = 1.6 \pm 0.2$  nm, que está na faixa dos comprimentos de difusão de spin reportados para Pt [99].

Tendo confirmado que a origem do sinal SP e LSSE é devido ao IORE, estamos prontos para estimar o coeficiente orbital Rashba,  $\lambda_{\text{IORE}}$ . A equação que define o IORE é dada por  $J_c^{2\text{D}} = \lambda_{\text{IORE}} J_L^{\text{int}}$ , onde  $J_c^{2\text{D}}$  é a corrente de carga gerada na interface Rashba, e  $J_L^{\text{int}}$  é a densidade de corrente orbital nessa interface. A densidade de corrente de spin,  $J_S(0)$ , em uma interface FM/NM é dada por [6]

$$J_S(0) = \frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \gamma^2 \hbar h_{\text{RF}}^2}{8\pi \alpha_{\text{eff}}} \left[ \frac{4\pi M_S \gamma + \sqrt{(4\pi M_S \gamma)^2 + 4\omega^2}}{(4\pi M_S \gamma)^2 + 4\omega^2} \right] \frac{2e}{\hbar}. \quad (4.18)$$

Usando  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} = 10^{19} \text{ m}^{-2}$ ,  $\gamma = 1.86 \times 10^{11} \text{ T}^{-1}\text{s}^{-1}$ ,  $4\pi M_s = 1.76 \text{ kG}$ ,  $h_{\text{RF}} = 1 \text{ Oe}$ , e  $\alpha_{\text{eff}} = 10^{-7}$ , encontramos  $J_S = 2.2 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ . Porém, nos interessa a encontrar a densidade de corrente orbital,  $J_L^{\text{int}}(z)$ , na interface Pt/CuO<sub>x</sub>, que é dada por

$$J_L^{\text{int}}(z) = J_S(0) \frac{\sinh[(t_{\text{Pt}} - z)/\lambda_S]}{\sinh(t_{\text{Pt}}/\lambda_S)}. \quad (4.19)$$

Usando as informações anteriores, obtemos, para  $t_{\text{Pt}} = 2$  nm,  $J_L^{\text{int}}(2) = 7.0 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ . A diferença entre o sinal SP para amostra de YIG/Pt(2)/CuO<sub>x</sub>(3) e YIG/Pt(2) é de aproximadamente de  $I_{\text{SP}} = 1236 \text{ nA}$ , que é a corrente associada ao IORE. A densidade de carga total é dada por  $I_{\text{SP}}/a$ , onde  $a$  é a largura da amostra. Usando  $a = 1.5 \text{ mm}$ , encontramos  $J_c^{2\text{D}} = 8.24 \times 10^{-4} \text{ A/m}$ . Temos então que  $\lambda_{\text{IORE}} = J_c^{2\text{D}}/J_L^{\text{int}} \approx 0.12 \text{ nm}$ , que é coeficiente orbital Rashba para a interface Cu/O. Esse valor é da ordem do coeficiente

spin Rashba para a interface Bi/Ag reportados na ref. [6].

Investigamos também as heteroestruturas de YIG/Pt(2)/NM(4)/CuO<sub>x</sub>(3), onde NM é Ti ou Ru, que deve apresentar uma composição dos efeitos IOHE e IORE. A Figura 55 (a) e (b) mostram uma comparação dos sinais SP entre YIG/Pt(2), YIG/Pt(2)/NM e YIG/Pt(2)/NM/CuO<sub>x</sub>(3).

Ao comparar os sinais SP-FMR obtidos de YIG/Pt(2)/NM(4)/CuO<sub>x</sub>(3) com os de YIG/Pt(2), observam-se ganhos significativamente maiores. Esses ganhos são de aproximadamente 10.0 vezes para Ti, e 14.0 vezes para Ru.<sup>4</sup> Notavelmente, a introdução de uma camada de CuO<sub>x</sub> resulta em um aumento significativo nos sinais SP-FMR. Esse aumento é evidente em comparação com as amostras sem essa camada, apresentando proporções de

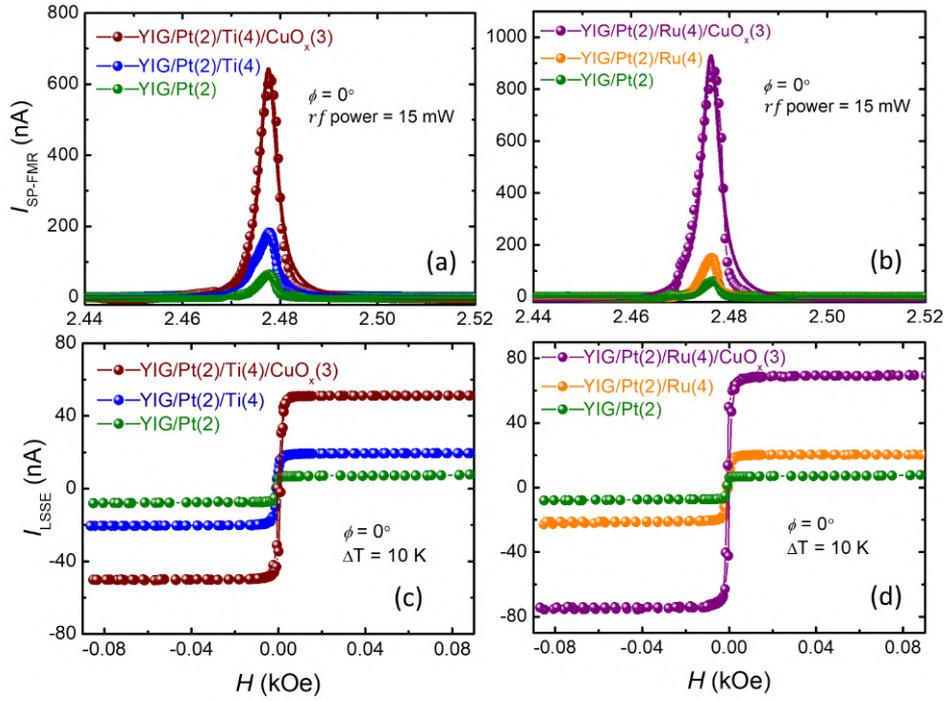
$$I_{\text{YIG/Pt(2)/Ti(4)/CuO}_x(3)}^{\text{SP-FMR}} / I_{\text{YIG/Pt(2)/Ti(4)}}^{\text{SP-FMR}} \approx 3.7, \quad I_{\text{YIG/Pt(2)/Ru(4)/CuO}_x(3)}^{\text{SP-FMR}} / I_{\text{YIG/Pt(2)/Ru(4)}}^{\text{SP-FMR}} \approx 6.$$

O ganho observado após a introdução da camada de CuO<sub>x</sub> resulta da corrente orbital residual que atinge a interface Cu/O, onde essa corrente é convertida em uma corrente de carga adicional por meio do IORE. Como consequência, o sinal resultante é a combinação do IOHE e IORE. Resultados semelhantes foram observados nas medições de LSSE, como pode ser visto na Figura 55 (c) e (d).

---

<sup>4</sup>O ganho observado na amostra de Pt(2)/Ru(4)/CuO<sub>x</sub>(3), em comparação à Pt(2)/Ti(4)/CuO<sub>x</sub>(3), pode ser atribuído à menor rugosidade da camada de Ru em relação ao Ti. A rugosidade reduzida do Ru contribui para a formação de uma interface NM/CuO<sub>x</sub> mais uniforme, favorecendo a formação ideal dos estados orbitais Rashba.

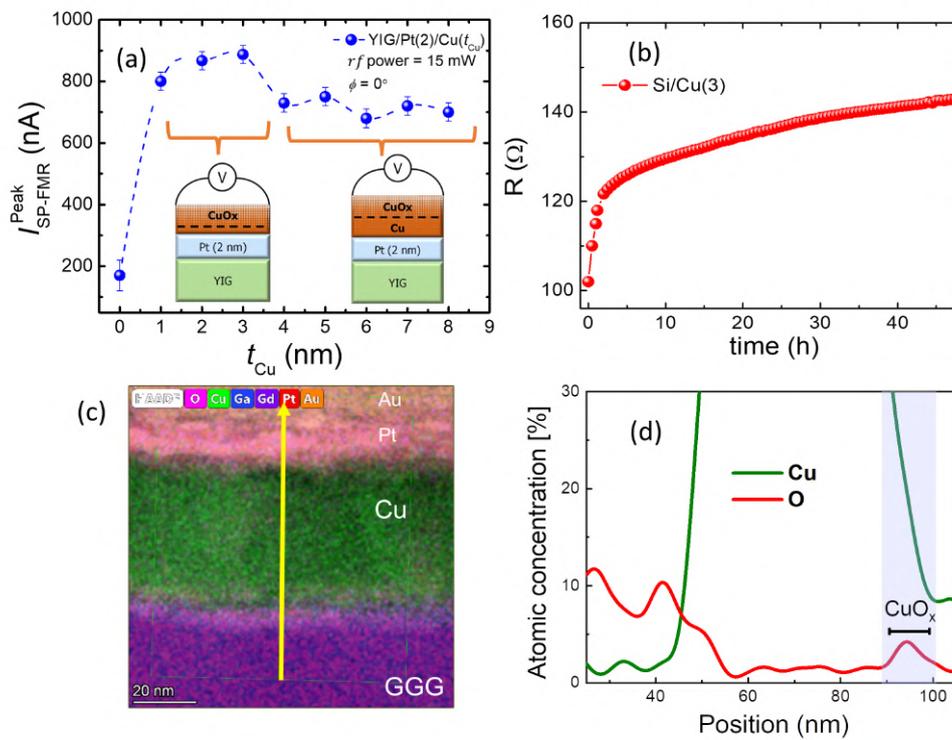
Figura 55: (a) e (b) Sinais de SP-FMR das heteroestruturas YIG/Pt(2)/NM medidos com e sem a camada de  $\text{CuO}_x$ , respectivamente. (c, d) Sinais de LSSE das mesmas heteroestruturas, medidos com e sem a camada de  $\text{CuO}_x$ , respectivamente. Os aumentos observados nos sinais de SP-FMR e LSSE, nas mesmas heteroestruturas, utilizando as duas técnicas diferentes, são atribuídos aos efeitos combinados do ISHE, IOHE e IORE, conforme discutido no texto.



Fonte: o autor (2024).

Aproveitando a interface bem estudada Pt/ $\text{CuO}_x$  como sistema modelo para investigar o efeito orbital Rashba, preparamos uma série de amostras como aquelas usadas nas seções anteriores, incluindo uma *capping layer* de Cu naturalmente oxidada. Para investigar a espessura ideal da *capping layer* de  $\text{CuO}_x$ , preparamos uma série de amostras de YIG/Pt(2)/Cu( $t_{\text{Cu}}$ ) para  $0 \leq t_{\text{Cu}} \leq 8$  nm. Após dois dias de oxidação natural, medimos o sinal SP-FMR gerado por cada amostra. Os valores dos picos foram calculados tomando a média dos dados de  $\phi = 0^\circ$  e  $\phi = 180^\circ$ . Esse resultado é apresentado na Figura 56 (a). A amostra YIG/Pt(2)/CuO<sub>x</sub>(3) exibiu o maior sinal de SP-FMR, com um ganho  $I_{\text{YIG/Pt(2)/CuO}_x(3)}^{\text{SP-FMR}}/I_{\text{YIG/Pt(2)}}^{\text{SP-FMR}} \approx 5.3$ . É importante mencionar que para  $t_{\text{Cu}}$  entre 1 e 3 nm a magnitude  $I_{\text{SP-FMR}}^{\text{Peak}}$  foi maior do que para  $t_{\text{Cu}} > 4$  nm. Essa ligeira diminuição pode ser atribuída ao esgotamento de oxigênio nas primeiras camadas de Cu em contato com a Pt.

Figura 56: (a) Valores médios de pico do sinal SP-FMR para YIG/Pt(2)/Cu( $t_{\text{Cu}}$ ), como função da espessura da camada de Cu, medidos após oxidação natural por dois dias. A linha pontilhada é apenas um guia para os olhos. (b) Mostra a resistência superficial ( $R_s$ ) de uma amostra Si/Cu(3) em função do tempo de oxidação. (c) Análise típica de mapeamento EDS da seção transversal de filmes de Cu após oxidação natural por dois dias. O resultado mostra as distribuições atômicas dos átomos: Ga e Gd (presentes no substrato GGG), Cu, O, Pt e Au. Note que Pt e Au (no topo) provêm de camadas protetoras crescidas após o processo de oxidação do Cu e que foram necessárias para o procedimento de preparação da lamela de seção transversal usando a tecnologia FIB. (d) Varredura por linha realizada ao longo da seta amarela em (c). A distribuição atômica dos elementos Cu e O é ilustrada por suas porcentagens atômicas correspondentes, mostrando uma presença substancial de oxigênio, com uma largura aproximada de até 10 nm.



Fonte: o autor (2024).

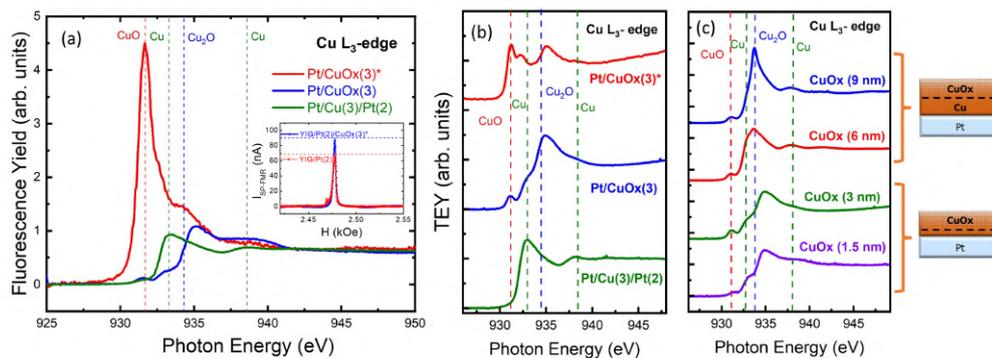
A Figura 56 (b) mostra a medição da resistência superficial ( $R_s$ ) da amostra Si/Cu(3) deixada para oxidar naturalmente. Essas medições foram realizadas automaticamente a intervalos de meia hora. Observamos que filmes de Cu oxidado mantêm características metálicas, mesmo após a oxidação por dois dias, preservando continuidade elétrica finita. Isso é evidente mesmo para camadas de Cu mais finas, com espessura de 3 nm, que garantem a penetração completa de oxigênio através da espessura do Cu. Observamos um aumento acentuado na resistência elétrica de 100  $\Omega$  para 120  $\Omega$  nas primeiras 5 horas, seguido por um aumento gradual para 140  $\Omega$  nas 48 horas subsequentes.

Para avaliar a profundidade do processo de oxidação na camada de Cu, investigamos a seção transversal das amostras GGG/Cu/Pt utilizando TEM e EDS. A Figura 56 (c) mostra a análise típica de mapeamento EDS da seção transversal dos filmes de Cu após oxidação natural por dois dias. O resultado mostra as distribuições atômicas dos átomos: gadolínio (Gd) e gálio (Ga) (presentes no substrato GGG), cobre (Cu), oxigênio (O), platina (Pt) e ouro (Au). Note que Pt e Au (no topo) provêm de camadas protetoras crescidas após o processo de oxidação do Cu e que foram necessárias para o procedimento de preparação da lamela de seção transversal usando a tecnologia *Focused Ion Beam* (FIB). A porcentagem atômica de cada camada foi confirmada pelo perfil de linha EDS, como mostrado na Figura 56 (d). A varredura foi feita ao longo da seta amarela na Figura 56 (c) e mostra as distribuições atômicas de Cu e O nas amostras típicas investigadas. Os resultados de TEM e EDS confirmaram a existência de uma camada de oxidação na superfície dos filmes de Cu, pois revelaram uma substancial presença de O na camada superficial do Cu, que pode ter até 10 nm de espessura. A Figura 56 (d) garante a presença de oxigênio mesmo para espessuras maiores que 3 nm, o que pode ser diretamente associado à Figura 56 (a), ou seja, para todas as espessuras de Cu usadas, havia uma presença considerável de oxigênio em toda a espessura do Cu.

Envolvendo a transição de um elétron  $2p$  do núcleo para estados  $3d$  desocupados acima do nível de Fermi, a borda  $L$  da absorção de raios X de metais de transição é representativa da estrutura eletrônica ao redor dos níveis de valência. Assim, realizamos medições de XAS, na borda  $L3$  do Cu (cerca de 930 eV), de amostras modelo baseadas em Cu, para obter mais informações sobre a natureza química do óxido formado em filmes finos oxidado. As medições foram realizadas na linha de feixe de dispersão inelástica e espectroscopia de fotoelétrons (IPE) da fonte de luz Sirius, no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) em Campinas, SP [100], utilizando tanto o modo de aquisição de rendimento de elétrons total (TEY) quanto o de rendimento de fluorescência (FY). O sinal TEY é sensível à superfície, sondando apenas alguns nanômetros da superfície. O peso da contribuição de cada camada atômica para o espectro TEY diminui exponencialmente com a profundidade. Por outro lado, o modo FY fornece um espectro que é médio ao longo de toda a profundidade do filme fino, já que o sinal de fóton-in/fóton-out é sensível ao volume. A Figura 57 (a) exhibe os espectros de XAS adquiridos pelo modo FY para três amostras com as seguintes estruturas: Pt/CuO<sub>x</sub>(3)\* (vermelho), Pt/CuO<sub>x</sub>(3) (azul) e Pt/Cu(3)/Pt(2) (verde). Enquanto a camada de óxido de cobre da primeira amostra foi depositada aplicando oxigênio com uma razão de fluxo de 5,3% em gás argônio durante o processo de sputtering, a segunda amostra foi naturalmente oxidada após a deposição

do Cu metálico. A terceira amostra é uma pilha metálica de referência com uma camada de Pt depositada sobre o Cu para prevenir a oxidação. O espectro desta amostra de referência é consistente com aquele encontrado na literatura para a borda  $L3$  do cobre metálico [101], apresentando duas características típicas em torno de 933 e 938 eV (linha tracejada verde na Figura 57(a)). É bem conhecido que o CuO ( $\text{Cu}_2^+$ ) exibe um pico forte cerca de 2 eV abaixo da borda metálica do  $\text{Cu}_0$  (linha tracejada vermelha), e o  $\text{Cu}_2\text{O}$  ( $\text{Cu}_1^+$ ) apresenta um pico cerca de 1 eV acima dessa borda (linha tracejada azul). Portanto, a partir da Figura 57 (a) que a amostra crescida por sputtering reativo está altamente oxidada, com o espectro sendo dominado por CuO. Por outro lado, o espectro do filme de Cu naturalmente oxidado parece exibir uma combinação de Cu parcialmente oxidado e cobre metálico, com características de CuO,  $\text{Cu}_2\text{O}$  e Cu metálico. O inset da Figura 57 (a) mostra uma comparação entre os sinais SP-FMR de  $\text{YIG/Pt(2)/CuO}_x(3)^*$  e  $\text{YIG/Pt(2)}$ . Note que não há ganho significativo no sinal quando se adiciona  $\text{CuO}_x(3)^*$ . De acordo com [30], o efeito ORE surge da hibridação  $pd$  entre os orbitais de valência de Cu e O, o que leva a uma textura de OAM no espaço de momento nas interfaces de Cu parcialmente oxidado.

Figura 57: (a) Espectros de XAS adquiridos pelo modo FY para três amostras com as seguintes estruturas:  $\text{Pt/CuO}_x(3)^*$  (vermelho),  $\text{Pt/CuO}_x(3)$  (azul) e  $\text{Pt/Cu(3)/Pt(2)}$  (verde). O quadro complementar mostra uma comparação entre os sinais SP-FMR de  $\text{YIG/Pt(2)/CuO}_x(3)^*$  (azul) e  $\text{YIG/Pt(2)}$  (vermelho) para  $\phi = 0^\circ$  e potência de RF = 15 mW. (b) Espectros de XAS adquiridos pelo modo TEY. (c) Espectros TEY de filmes finos de Cu naturalmente oxidados com espessuras variando de 1.5 nm a 9.0 nm.



Fonte: o autor (2024).

Os espectros de XAS adquiridos pelo modo TEY são mostrados na Figura 57 (b). No caso da amostra crescida por sputtering reativo (vermelho), o pico principal de CuO aparece muito mais fraco do que no espectro FY. Essa discrepância é devido ao dano de radiação, já que a incidência de raios X sob alta pressão de vácuo induz uma redução

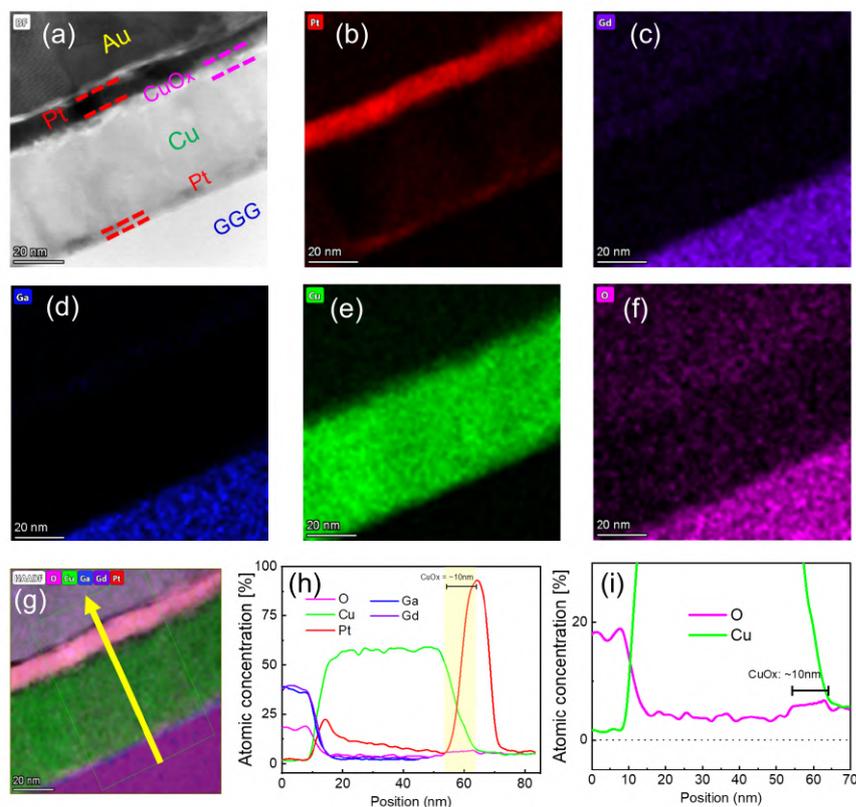
no estado de oxidação. Observamos que esse efeito ocorre na mesma escala de tempo da aquisição do espectro e é mais pronunciado no espectro TEY. Assim, a redução do óxido se difunde da superfície para o interior. Em contraste, embora o espectro do filme de Cu naturalmente oxidado (azul) seja dominado por Cu<sub>2</sub>O, ele apresenta um pico ligeiramente mais alto de CuO no espectro TEY. Isso sugere que a oxidação em atmosfera ambiente leva a uma diminuição gradual do conteúdo de oxigênio da superfície para o interior. Investigamos ainda o perfil de profundidade do óxido natural por meio da medição de amostras com diferentes espessuras.

A Figura 57 (c) apresenta os espectros TEY de filmes finos de Cu naturalmente oxidado com espessuras variando de 1.5 a 9.0 nm. Embora os espectros sejam dominados por Cu<sub>2</sub>O e apresentem um pequeno pico relacionado ao CuO, as características originadas do Cu metálico (linha tracejada verde) são mais fortes para amostras mais espessas. Este resultado corrobora a presença de um gradiente de oxidação ao longo do filme de Cu. Enquanto as amostras com espessuras de 1.5 e 3.0 nm parecem exibir um estado parcialmente oxidado de Cu ao longo de toda a espessura, as amostras com 6.0 e 9.0 nm parecem manter um estado mais metálico de Cu na região mais próxima à interface Pt/Cu, como representado no quadro complementar da Figura 57 (c). A presença de camadas metálicas de Cu pode ser responsável pela redução nos sinais SP-FMR para  $t_{\text{Cu}} > 3$  nm, devido a desvios da corrente orbital ao longo da camada metálica de Cu. O cenário proposto está de acordo com os resultados SP-FMR apresentados na Figura 57 (a). Com isso, podemos concluir que a presença do estado Cu<sub>2</sub>O, oxidado naturalmente, é crucial para o surgimento de uma interface orbital Rashba significativa.

## 4.6 Efeitos de Interface: Medidas de IORE em W/CuO<sub>x</sub>

Neste estudo, realizamos uma investigação abrangente sobre a interação entre spin, orbital e carga em FM/HM/CuO<sub>x</sub>, utilizando YIG ou Py como FM, e Pt ou W como HM. Realizamos comparações dos resultados experimentais entre as configurações FM/HM e FM/HM/CuO<sub>x</sub>, obtendo informações importantes com respeito aos efeitos orbitais interfaciais. Nossa análise fez uso das técnicas de SP e FMR, além de novas medidas de TEM e EDS para confirmar a composição química da amostra GGG/Pt/Cu.

Figura 58: (a) Imagem de TEM da seção transversal e (b-f) imagens de mapeamento EDS da amostra GGG/Pt/Cu, exibindo o mapeamento de elementos químicos que distingue o substrato GGG (com os elementos Ga, Gd e O) dos filmes de Pt e Cu. O esquema de cores corresponde a elementos específicos: platina (Pt) é representada em vermelho, gadolínio (Gd) em roxo, gálio (Ga) em azul, cobre (Cu) em verde, oxigênio (O) em rosa. (g-i) Varredura de linha EDS da fração atômica dos elementos Pt, Gd, Ga, Cu e O. A distribuição de cada elemento atômico é ilustrada pelas suas porcentagens atômicas correspondentes, e a região sombreada em (h) indica a área de transição onde o átomo de O difunde-se na camada de Cu, exibindo uma presença substancial de oxigênio, com uma largura aproximada de 10 nm.



Fonte: o autor (2024).

Os resultados de TEM e EDS confirmaram a existência de uma camada de oxidação na superfície dos filmes de Cu. A Figura 58 (a) mostra a imagem de TEM da seção transversal da interface da amostra GGG/Pt/Cu, onde é possível distinguir o substrato GGG dos filmes de Pt e Cu. As *capping layer* de Pt e Au sobre a amostra foram depositadas posteriormente durante a preparação da amostra para análise de TEM. Para quantificar a difusão química interfacial, foram realizadas imagens de mapeamento EDS com resolução atômica nas áreas da interface GGG/Pt/Cu, e a distribuição de cada elemento atômico pode ser observada nas Figuras 58 (b-f), correspondendo respectivamente aos elementos específicos: platina (Pt) representada em vermelho, gadolínio (Gd) em roxo, gálio (Ga) em

azul, cobre (Cu) em verde, oxigênio (O) em rosa. A porcentagem atômica de cada camada foi confirmada pelo perfil de linha EDS, como mostrado nas Figuras 58 (g) e (h), revelando a presença da bilayer Pt/Cu com uma profundidade que varia aproximadamente de 10 nm a 63 nm. Note que o oxigênio é observado na camada de Cu na faixa de aproximadamente 53 nm a 63 nm (veja a Figura 58 (i)). Assim, as análises de TEM e EDS sugerem que os átomos de O difundem-se na camada de Cu, implicando que a região de oxidação no Cu pode se estender até uma profundidade de até 10 nm.

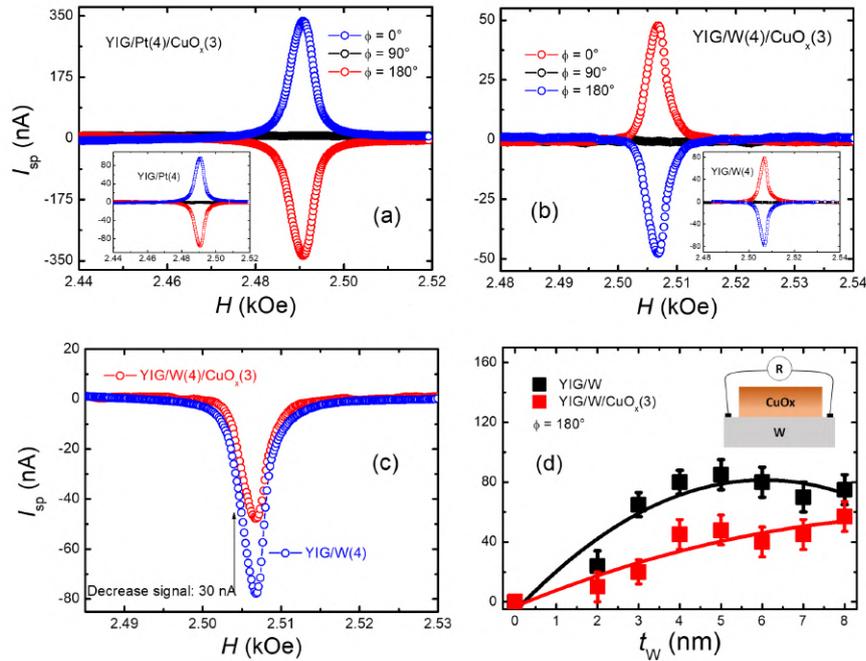
Primeiramente, é essencial compreender o comportamento da conversão spin-carga ou orbital-carga no volume de filmes de tungstênio (W). De acordo com a referência [54], o W possui  $\sigma_{SH} = -788$  e  $\sigma_{OH} = 4664$ . Diferentemente da Pt, o efeito predominante no W deve ser o IOHE, em vez do ISHE. Embora o W seja conhecido por apresentar um SOC relativamente forte, há detalhes a serem observados. Muitos sinais de SP-FMR em W apresentam valores elevados [10], mas é crucial normalizar esses valores pela resistência do filme para obter a corrente de carga exata gerada. Ao realizarmos essa normalização, observamos que o sinal de SP de YIG/W é consideravelmente menor do que o ISHE em YIG/Pt, o que explica sua condutividade de spin reduzida. No entanto, o valor de  $\sigma_{SH}$  do W é muito maior que os de Ti, Ru ou Ge.

Outra análise digna de nota é com relação ao sinal IORE em amostras de YIG/W/CuO<sub>x</sub>. Em princípio, a textura orbital Rashba que surge na interface Pt/CuO<sub>x</sub>, é majoritariamente devido a hibridização *pd* em Cu/O. Contudo, a Pt possui orbitais *d* mais preenchidos e características estruturais estáveis. Por outro lado, o W tem os orbitais *d* são menos preenchidos, o que favorece interações interfaciais mais fortes com CuO<sub>x</sub>, além de possuir instabilidade estrutural caracterizada pela fase  $\beta$  [102], que pode levar a hibridizações mais fortes com CuO<sub>x</sub>. Isso ficou claro nos resultados experimentais. Ao medir SP em YIG/W(2)/CuO<sub>x</sub>(3), percebemos que o sinal foi menor, em comparação com YIG/W(2). Em princípio, essa redução não deveria estar associada apenas ao SOC negativo do W. O SOC negativo inverte a polarização orbital dentro do volume de W. Esta polarização orbital é carregada até a interface W/CuO<sub>x</sub>. Quando esta corrente orbital chega até a interface Cu/O o sinal IORE gerado deveria ser negativo e se somar ao sinal negativo do volume, aumentando o sinal SP resultante. Todavia, isto não ocorreu, o que reafirma nossa hipótese da interação W/CuO<sub>x</sub> apresentar sutilezas que vão além de uma análise pré-liminar baseada no SOC do W. A interface orbital Rashba deve ser determinadas por interações entre W e Cu naturalmente oxidado, definindo o IORE em nossas amostras<sup>5</sup>.

<sup>5</sup>Outros resultados experimentais revelaram expressivos IORE em W/SiO<sub>2</sub>, o que fortalece nossa hipótese da influência do W na hibridização *pd* do Cu/O [103]. Além disso, o SRE é muito fraco em W,

Nossos resultados experimentais comprovam que o sinal SP para a amostra de YIG/W é negativo, enquanto o sinal na interface W/CuO<sub>x</sub> deve ser positivo, resultando em uma redução do sinal SP. A Figura 59 (a) mostra o sinal SP para YIG/Pt(4)/CuO<sub>x</sub>(3), em comparação com YIG/Pt(4), apresentada no inset. O ganho foi de aproximadamente 4 vezes. Ao medir o sinal SP em YIG/W(4)/CuO<sub>x</sub>, percebemos uma redução no sinal, em comparação ao SP em YIG/W(4), como apresentado Figura 59 (b), e no inset. A Figura 59 (c) e (d) mostram comparações dos sinais das amostras com e sem a camada de CuO<sub>x</sub>(3). Em particular, a Figura 59 (d) nota-se que a diferença entre os sinais é menor em  $t_W = 2$  nm, em que essa diferença foi praticamente igual, considerando o erro experimental. Os sinais se comportaram de acordo com as equações do ISHE com acréscimo do IORE. Ou seja, os efeitos se subtraem em  $\phi = 0^\circ$ , em  $\phi = 180^\circ$  e, em  $\phi = 90^\circ$  ambos são zero.

Figura 59: (a) Sinais típicos de  $I_{SP}$  para as amostras com e sem a camada de cobertura CuO<sub>x</sub> (inset) a uma potência de RF fixa de 14 mW e frequência de 9.41 GHz. Em (a), Pt é usado como NM, enquanto em (b), W é usado como NM. Esses materiais exibem sinal de SOC opostos, resultando em polaridades opostas dos sinais medidos. (c) Compara os sinais de SP das amostras com (azul) e sem (vermelho) a camada de CuO<sub>x</sub>. (d) Demonstra a dependência de  $I_{SP}$  com  $t_{Pt}$  para as amostras YIG/W( $t_W$ )/CuO<sub>x</sub>(3) (vermelho) e YIG/W( $t_W$ ) (preto). A linha sólida na cor preta representa o ajuste teórico, enquanto a linha vermelha é um guia para os olhos.

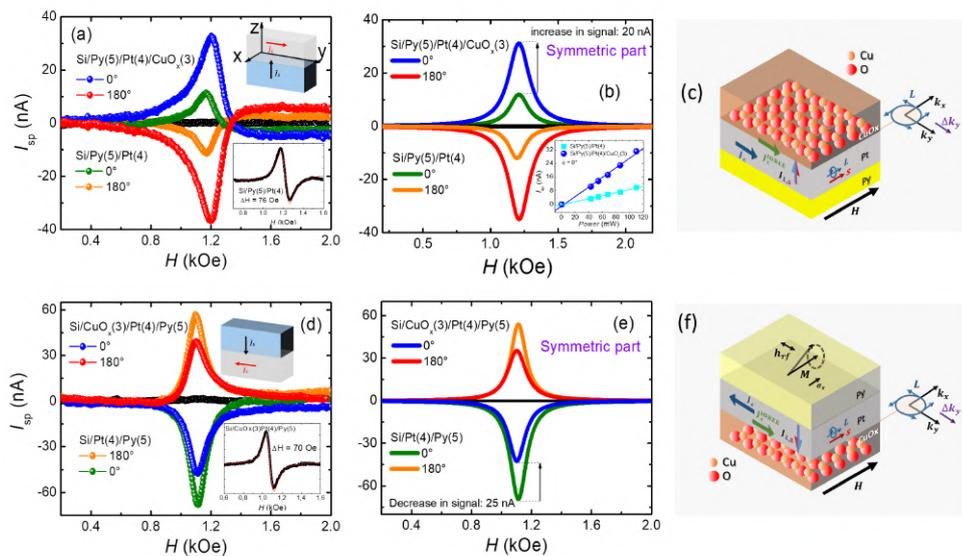


Fonte: o autor (2024).

sendo até 10 vezes menor que o ORE em Cu/O [30]. Portanto, esses resultados indicam que o mecanismo principal em W/CuO<sub>x</sub> ainda é controlado pelo IORE, e não ISRE

Também exploramos o SP em duas heteroestruturas distintas: Py(5)/Pt(4)/CuO<sub>x</sub>(3) e CuO<sub>x</sub>(3)/Pt(4)/Py(5). Em princípio, o IORE é independente da direção da corrente orbital, dependendo unicamente da polarização orbital  $\hat{\sigma}_L$ . Isso pode ser descrito pela equação  $\vec{J}_c = \lambda_{\text{IORE}}(\hat{z} \times \delta\vec{L})$ , onde  $\delta\vec{L}$  representa a densidade de momento angular orbital fora de equilíbrio. Por outro lado, o sinal ISHE na Pt depende da direção da corrente de spin de sua polarização, devido a equação  $\vec{J}_c \propto (\vec{J}_S \times \hat{\sigma}_S)$ . A Figura 60 mostra os resultados experimentais obtidos.

Figura 60: (a) SP para as amostras com e sem a camada superior de CuO<sub>x</sub> em  $\phi = 0^\circ$ . As amostras com a camada superior de CuO<sub>x</sub> são denotadas pelos símbolos azuis, enquanto aquelas sem a camada superior são representadas pelos símbolos verdes. Os sinais de SP medidos em  $\phi = 180^\circ$  apresentam polaridades invertidas, representados pelos símbolos vermelhos (com a camada superior de CuO<sub>x</sub>) e pelos símbolos cor rosa (sem a camada superior de CuO<sub>x</sub>). Os dados de SP medidos em  $\phi = 90^\circ$  não mostram sinal de SP detectável, como esperado. A Figura (b) exibe a componente simétrica do sinal de SP, obtida a partir do ajuste dos dados medidos mostrados em (a) com curvas Lorentzianas, para amostras com e sem a camada de CuO<sub>x</sub>. O inset mostra a relação linear entre  $I_{\text{SP}}$  e a potência RF. A seta preta vertical representa o aumento do sinal de SP resultante da presença da camada superior de CuO<sub>x</sub>. (d) SP para as amostras com e sem a camada inferior de CuO<sub>x</sub> em  $\phi = 0^\circ$  (símbolos azuis e verdes), e em  $\phi = 180^\circ$  (símbolos laranja e vermelhos). À medida que a corrente de spin é injetada de cima para baixo, os sinais de SP apresentam polaridade invertida em relação aos sinais mostrados em (a). As curvas em (e) mostram os ajustes numéricos derivados dos dados mostrados em (d) com curvas Lorentzianas. A seta preta vertical representa a redução do sinal de SP resultante da presença da camada superior de CuO<sub>x</sub>. As Figuras (c) e (f) ilustram o mecanismo subjacente responsável pelo aumento e diminuição do sinal de SP. Em (c), as correntes de IORE e SHE são paralelas, enquanto em (f) são antiparalelas. Os insets das Figuras (a) e (d) mostram a derivada do sinal de absorção de FMR para a camada de Py.



Fonte: o autor (2024).

Para a primeira amostra, a corrente orbital resulta do acoplamento  $LS$  na Pt e atinge a interface Cu/O, onde ocorre a conversão orbital-carga pelo IORE no sentido positivo de  $y$ . Como o ISHE da Pt é positivo, ele também é gerado no sentido positivo de  $y$ , somando-se ao sinal do IORE. Em contraste, na segunda heteroestrutura, o sinal de SP é atenuado, pois, ao inverter a ordem das camadas e colocar Py sobre a Pt, a corrente orbital passa a fluir de cima para baixo, invertendo o sinal do ISHE, que se torna negativo. O sinal do IORE continua positivo, mas agora contribui para a redução do sinal ISHE na Pt, como apresentados nas Figuras 60 (a) e (b). O aumento significativo é mostrado de forma clara na Figura 60 (b), que exhibe a componente simétrica extraída a partir do ajuste dos dados experimentais da Figura 60 (a). Ao comparar as inclinações dos sinais de SP em função da potência de RF para ambas as amostras, como mostrado no inset da Figura 60 (b), a amostra revestida com CuO<sub>x</sub> exhibe um aumento em comparação com a amostra sem revestimento. Um aumento de 20 nA, para uma potência de RF de 110 mW, é mostrado pela seta preta vertical da Figura 60 (b). No entanto, a Figura 60 (d) apresenta resultados intrigantes. Quando a ordem das camadas da pilha é invertida, fazendo com que a corrente de spin injetada do Py flua para baixo, o sinal de SP da amostra com uma subcamada de CuO<sub>x</sub> exhibe uma diminuição em comparação com o sinal de SP da amostra sem essa subcamada de CuO<sub>x</sub>. Essa observação é oposta ao resultado mostrado na Figura 60 (a). A partir dos ajustes dos dados experimentais, obtidos para a componente simétrica, conforme mostrado na Figura 60 (e), o sinal de SP exhibe uma redução de 25 nA para a amostra com a subcamada de CuO<sub>x</sub>, em comparação com a amostra sem ela.

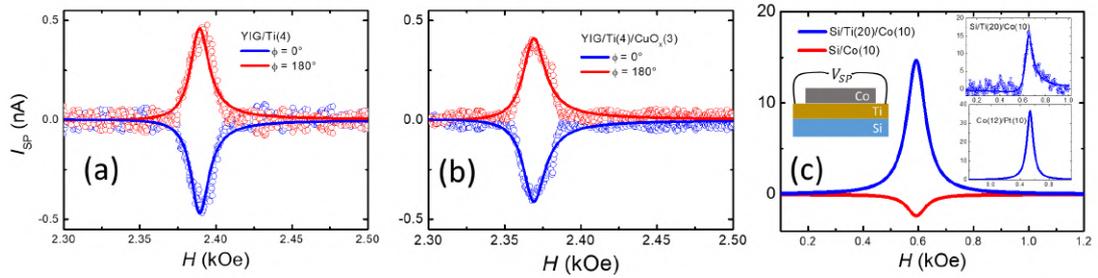
Nossos resultados mostram que a corrente de carga gerada na interface Pt/CuO<sub>x</sub> não inverte sua direção quando a corrente spin-orbital flui de cima para baixo. Essa corrente de carga se opõe à corrente de carga gerada dentro da camada de Pt, reduzindo a corrente de carga medida na direção  $y$ , como ilustrado nas Figuras 60 (c) e (f). A textura orbital do tipo Rashba, presente na interface Cu/O, permanece inalterada, independentemente de a camada de CuO<sub>x</sub> ser depositada acima ou abaixo da camada de Pt. Conseqüentemente, a corrente de carga gerada pelo IOREE flui paralelamente à  $+y$  (setas verdes nas Figuras 60 (c) e (f)), enquanto a corrente de carga gerada pela corrente spin-orbital dentro da camada de Pt flui paralelamente à  $+y$  (seta azul na Figura 60(c)), quando injetada de baixo para cima e paralelamente à  $\sim y$  (seta azul na Figura 60 (f)), quando injetada de cima para baixo. É importante notar que o IORE não é afetado pela direção da propagação da corrente de spin, dependendo apenas da polarização orbital  $\hat{\sigma}_L$ .

Por fim, para obter uma compreensão mais profunda do papel desempenhado pelo SOC da camada intermediária em heteroestruturas magnéticas do tipo YIG/NM/CuO<sub>x</sub>,

fabricamos amostras de YIG/Ti e YIG/Ti/CuO<sub>x</sub>. Assim como no experimento anterior, a magnetização precessante gera um acúmulo de spin na interface YIG/Ti, o qual difunde-se para cima como uma corrente de spin pura ao longo da camada de Ti. As Figuras 61 (a) e (b) mostram o sinal de SP (para  $\phi = 0^\circ$ ) das amostras YIG/Ti e YIG/Ti/CuO<sub>x</sub>, respectivamente. As linhas sólidas representam os ajustes dos dados experimentais utilizando uma função Lorentziana, sendo as curvas azuis para  $\phi = 0^\circ$  e as curvas vermelhas para  $\phi = 180^\circ$ . A partir desses dados, três informações importantes podem ser obtidas: (i) O sinal de SP fraco gerado por Ti tem polaridade inversa quando comparado ao Pt. (ii) O ajuste dos dados experimentais exibe valores semelhantes, o que indica que a camada de CuO<sub>x</sub> praticamente não afeta o sinal detectado. (iii) Como o Ti apresenta um fraco SOC [15, 16, 54], quase não houve geração de corrente orbital dentro do material, de modo que não foi detectado nenhum IORE observável na interface Ti/CuO<sub>x</sub>. Como resultado, não houve um aumento significativo no sinal de SP ao comparar as duas amostras. A principal distinção entre Pt/CuO<sub>x</sub> e Ti/CuO<sub>x</sub> está na ausência de SOC em Ti, portanto, a corrente de spin bombeada não se converte em uma corrente spin-orbital entrelaçada dentro do material, o que leva à ausência de sinal adicional. Por outro lado, o fenômeno sofre mudanças drásticas quando a camada FM, utilizada para injetar a corrente de spin, também injeta corrente orbital (*orbital pumping*), como observado com o Co [52]. A Figura 61 mostra as componentes simétricas dos dados de SP medidos em Si/Ti(20)/Co(10) (curva azul) e em Si/Co(10) (curva vermelha). O injetor de Co, atuando como uma ilha, permite a fixação direta de eletrodos na camada de Ti para detectar o sinal de SP. Enquanto isso, a medição na camada de Co captura a tensão autoinduzida. No entanto, ao contrário de YIG, o Co possui um SOC considerável [52]. Assim, quando uma corrente spin-orbital é injetada no Ti pela camada de Co, ela é convertida em uma corrente de carga pelo IOHE, resultando em um sinal forte de polaridade positiva. Em contraste, o sinal autoinduzido de Co exibe uma polaridade negativa e fraca. Ao comparar as intensidades do sinal azul e do sinal vermelho (tensão autoinduzida no Co), observa-se um ganho de mais de oito vezes.

Para comparar o sinal de SP gerado pelo IOHE no Ti com o sinal de SP gerado pelo ISHE na Pt, medimos o SP em Co(12)/Pt(10), como mostrado no inset inferior (curva azul). Nesse caso, o sinal de SP gerado pelo ISHE no Pt é apenas duas vezes mais intenso que o sinal de SP gerado pelo IOHE no Ti. As medições apresentadas na Figura 61 deixam evidente que o sinal de SP gerado pelo *orbital pumping* no Ti tem magnitude comparável ao sinal gerado pelo ISHE em Pt.

Figura 61: (a) e (b) mostram os sinais de SP medidos em YIG/Ti(4) e YIG/Ti(4)/CuO<sub>x</sub>(3), respectivamente. Os sinais fracos foram ajustados por curvas Lorentzianas simétricas, dadas pelas linhas sólidas. Notavelmente, as amplitudes dos sinais não mudam, indicando que a camada de capping de CuO<sub>x</sub> não afeta o sinal de SP. Devido ao fraco SOC de Ti, nenhuma corrente orbital está sendo gerada dentro do volume de Ti. As linhas sólidas em (c) mostram a componente simétrica obtida pelo ajuste dos dados do sinal de SP de Si/Ti(20)/Co(10) e Si/Co(10). Enquanto o fraco sinal de SP de Si/Co é autoinduzido, o forte sinal de SP de Si/Ti/Co é devido à conversão em massa da corrente orbital injetada no Ti e sua conversão pelo OHE. O inset inferior mostra a parte simétrica do sinal de SP medido em Co(12)/Pt(10).



Fonte: o autor (2024).

Portanto, os resultados experimentais estão em perfeita concordância com nossa análise qualitativa dos efeitos observados nas medições, confirmando a influência da ordem das camadas e da polarização orbital na modulação do IOHE e IORE.

## 5 Conclusões e Perspectivas

Nesta tese investigamos experimentalmente vários fenômenos inéditos da física das correntes orbitais, conectando teorias fundamentais às suas manifestações experimentais em heteroestruturas artificiais. Exploramos fenômenos essenciais como o efeito orbital Hall inverso, o efeito orbital Rashba inverso e o efeito orbital Hall anômalo inverso e suas contrapartes de spin, revelando interações críticas entre momento angular orbital, spin e carga em diversos materiais e heteroestruturas. Os fenômenos abordados nesta tese contribuíram significativamente para o avanço das áreas da spintrônica e da orbitrônica. As principais contribuições deste trabalho foram as seguintes:

1 - Por meio das técnicas de spin pumping impulsionado por FMR e gradiente térmico, investigamos correntes orbitais em filmes finos de titânio, rutênio, germânio, ferro e na liga de IrMn, utilizando bicamadas de YIG/Pt para gerar correntes orbitais. A injeção de corrente de spin na camada de Pt permitiu o acoplamento ao momento angular orbital, difundindo-se de forma acoplada para camadas metálicas ou semicondutoras adjacentes. Os resultados experimentais evidenciaram ganhos significativos não atribuíveis às correntes de spin, confirmando a importância da contribuição orbital que tem sido desprezada até então. Observamos ângulos orbitais Hall positivos e superiores aos ângulos spin Hall da Pt em Ti, Ru e Fe, enquanto o germânio apresentou um ângulo orbital Hall negativo com magnitude semelhante ao ângulo spin Hall da Pt. Esses resultados destacam a relevância de metais leves e semicondutores para a orbitrônica.

2 - Os efeitos anômalos foram detalhadamente investigados nesta tese, com destaque para a análise de filmes de Fe com anisotropia uniaxial induzida. Esses filmes foram depositados por sputtering oblíquo, enquanto um campo magnético externo de 500 Oe foi aplicado durante o crescimento, resultando em uma orientação controlada da magnetização unidirecional, que funcionou como parâmetro de ordem do sistema. Essa anisotropia facilitou a separação e identificação clara dos sinais de efeito orbital Hall anômalo inverso (AIOHE) e efeito spin Hall anômalo inverso (AISHE) em medidas de spin pumping impulsionado por FMR. Descobrimos que o AIOHE nos filmes de Fe superou o AISHE em até

três vezes, refletindo o papel essencial da anisotropia na amplificação dos efeitos orbitais. Além disso, observamos que as condições de crescimento, como o ângulo de deposição e o campo externo, influenciam diretamente a magnitude desses efeitos, evidenciando a importância do controle estrutural nos fenômenos anômalos. Também investigamos filmes antiferromagnéticos de IrMn, onde o vetor de Néel desempenha o papel de parâmetro de ordem devido à sua rigidez intrínseca. As medições em IrMn mostraram que o AIOHE atingiu intensidades até sete vezes superiores ao AISHE, especialmente em configurações onde o vetor de Néel era alinhado perpendicularmente ao campo aplicado. Portanto, nesta tese descobrimos, pela primeira vez, que correntes de spin e orbital podem ser convertidas em correntes de carga numa configuração onde a polarização  $\hat{\sigma}_{L,S}$  não é paralela às correntes de spin  $\vec{J}_S$  e orbital  $\vec{J}_L$ .

3 - Interações interfaciais demonstraram papel crucial na geração e amplificação de correntes orbitais. Investigamos diferentes heteroestruturas com camadas de cobertura de Cu oxidadas tanto naturalmente ( $\text{CuO}_x$  natural) quanto reativamente por sputtering. Os resultados experimentais destacaram que o  $\text{CuO}_x$  formado naturalmente apresentou ganhos significativos nos sinais devido à conversão orbital-carga interfacial, enquanto o Cu oxidado reativamente exibiu propriedades distintas. Análises estruturais e espectroscópicas confirmaram a predominância de estados de  $\text{Cu}_2\text{O}$  no  $\text{CuO}_x$  natural, em contraste com a presença predominante de CuO no Cu oxidado reativamente. Além disso, observamos que o  $\text{CuO}_x$  natural apresenta um crescimento mais uniforme em relação ao Cu oxidado reativamente.

Para investigar as propriedades dessas interfaces, realizamos experimentos de bombeamento orbital na interface Cu/O, mediados por estados do efeito orbital Rashba, utilizando heteroestruturas baseadas em YIG/Pt. Os resultados revelaram um coeficiente Rashba orbital elevado para essa interface, com valor de 0,12 nm, evidenciando sua eficácia na conversão orbital-carga. Em um segundo momento, exploramos heteroestruturas de W/ $\text{CuO}_x$  e observamos uma redução nos sinais de SP-FMR em comparação com as de Pt/ $\text{CuO}_x$ . Argumentamos que essa diferença está relacionada à natureza da interface: enquanto na Pt/ $\text{CuO}_x$  a interação Cu/O foi predominante para a conversão orbital-carga, em W/ $\text{CuO}_x$  as interações com o tungstênio tiveram maior relevância, destacando a sensibilidade do efeito às características interfaciais específicas.

4 - Por fim, fabricamos amostras de Ti e Ti/ $\text{CuO}_x$ . Os resultados demonstraram que não houve alterações detectáveis nos sinais de SP-FMR em comparação com as amostras sem a camada de  $\text{CuO}_x$ . Esse comportamento é atribuído ao fraco SOC do Ti, o que

impede o acoplamento eficiente entre estados de spin e orbitais, resultando apenas em correntes de spin atingindo a interface Cu/O. Esses resultados reforçam que o efeito orbital é dominante nessa interface. Para investigar diretamente o bombeamento orbital, utilizamos filmes de cobalto, que apresentam SOC significativo. A partir da dinâmica de magnetização no Co, bombeamos correntes orbitais para o Ti, avaliando a eficiência da conversão orbital-carga. Os sinais de SP-FMR obtidos apresentaram magnitudes comparáveis àquelas esperadas para o ISHE na Pt, confirmando que o bombeamento orbital é uma abordagem eficaz para manipular correntes orbitais mesmo em materiais com baixo SOC.

Concluimos que os resultados apresentados consolidam o momento angular orbital como uma ferramenta essencial para o estudo e a manipulação do transporte eletrônico. Este trabalho não apenas expande o entendimento teórico dos fenômenos orbitais, mas também oferece novas perspectivas experimentais para o desenvolvimento de tecnologias avançadas, como dispositivos spintrônicos e orbitrônicos baseados em materiais leves e heteroestruturas magnéticas.

## 5.1 Artigos Publicados

Os resultados obtidos nesta tese possibilitaram a publicação de diversos artigos em revistas científicas, destacando a relevância e a qualidade do nosso trabalho. A seguir, apresentamos a lista dos artigos publicados:

- **SANTOS, E.**; ABRÃO, J. E.; GO, D.; ASSIS, L. K. de; MOKROUSOV, Y.; MENDES, J. B. S.; AZEVEDO, A. Inverse Orbital Torque via Spin-Orbital Intertwined States. *Physical Review Applied*, v. 19, n. 014069, 2023. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.19.014069.
- **SANTOS, E.**; ABRÃO, J. E.; VIEIRA, A. S.; MENDES, J. B. S.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L.; AZEVEDO, A. Exploring orbital-charge conversion mediated by interfaces with CuO<sub>x</sub> through spin-orbital pumping. *Physical Review B*, v. 109, n. 014420, 2024. DOI: 10.1103/PhysRevB.109.014420.
- **SANTOS, E.**; ABRÃO, J. E.; COSTA, J. L.; SANTOS, J. G. S.; MELLO, K. R.; VIEIRA, A. S.; ROCHA, T. C. R.; MORI, T. J. A.; CUNHA, R. O. R.; MENDES, J. B. S.; AZEVEDO, A. Bulk and Interface Effects Based on Rashba-Like States in Ti

and Ru Nanoscale-Thick Films: Implications for Orbital-Charge Conversion in Spintronic Devices. *ACS Applied Nano Materials*, 2024. DOI: 10.1021/acsanm.4c00770.

- **SANTOS, E.**; ABRÃO, J. E.; COSTA, J. L.; SANTOS, J. G. S.; RODRIGUES-JUNIOR, G.; MENDES, J. B. S.; AZEVEDO, A. Negative orbital Hall effect in germanium. *Physical Review Applied*, v. 22, n. 064071, 2024. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.22.064071.
- ABRÃO, J. E.; **SANTOS, E.**; COSTA, J. L.; SANTOS, J. G. S.; MENDES, J. B. S.; AZEVEDO, A. Anomalous Spin and Orbital Hall Phenomena in Antiferromagnetic Systems. *Physical Review Letters*, v. 134, n. 026702, 2025. DOI: 10.1103/PhysRevLett.134.026702.

## 5.2 Perspectivas

A orbitrônica é uma área em ascensão, como confirmado por diversos trabalhos teóricos e experimentais. A propriedade do transporte orbital, em oposição ao spin, apresenta diversas vantagens que podem ser exploradas tanto no meio científico quanto no desenvolvimento de dispositivos baseados no grau de liberdade orbital. Nesse contexto, ainda há muito a ser investigado, e, com base nos resultados desta tese, algumas perspectivas podem ser destacadas:

- Mensurar o coeficiente orbital é um desafio, especialmente devido ao acoplamento SOC presente em muitos materiais. No entanto, em materiais leves, como o titânio, onde o SOC é fraco, essa diferenciação se torna mais evidente. Assim como foi possível medir a razão entre os ângulos orbital Hall do titânio e spin Hall da platina, estudos semelhantes podem ser realizados em outros materiais leves, ampliando nosso entendimento sobre essas propriedades.
- Investigar sistematicamente as características entre os efeitos orbitais direto e inverso. Existem peculiaridades significativas, particularmente no que diz respeito ao comprimento de difusão da corrente orbital. Enquanto muitos trabalhos indicam que o comprimento de difusão orbital para o efeito direto alcança dezenas de nanômetros, no caso do efeito inverso, esses valores são consideravelmente menores.
- Estudar os efeitos orbitais em isolantes topológicos e materiais quânticos. Esses materiais possuem simetrias e estados protegidos únicos que podem ser explorados

usando a corrente orbital como sonda, oferecendo uma nova perspectiva para o entendimento de suas propriedades fundamentais.

- Investigar materiais com ângulo orbital Hall negativo, como antimônio e silício. Esses materiais podem fornecer *insights* valiosos sobre o comportamento orbital em condições específicas e suas interações com outros efeitos quânticos.
- Explorar outras interfaces oxidadas, além do cobre, para revelar novos mecanismos do efeito orbital Rashba.
- Desenvolver uma montagem experimental para observação AC de correntes orbitais baseadas no operador de posição angular orbital (OAP). O OAP governa a dinâmica de estados orbitais torcidos devido a vibrações na rede, sejam elas fonônicas acústicas ou ópticas. Essas vibrações podem se propagar ao longo de um material e ser bombeadas para outro material adjacente, como o titânio, onde podem ser convertidas em correntes de carga pelo efeito orbital Hall inverso.

# REFERÊNCIAS

- 1 DIENY, B. et al. Opportunities and challenges for spintronics in the microelectronics industry. *Nature Electronics*, v. 3, p. 446–459, 2020.
- 2 HIROHATA, A. et al. Review on spintronics: Principles and device applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 509, n. 166711, 2020.
- 3 HIRSCH, J. E. Spin Hall Effect. *Physical Review Letters*, v. 83, n. 1834, 1999.
- 4 SINOVA, Jairo et al. Spin Hall effects. *Reviews of Modern Physics*, v. 87, n. 1213, 2015.
- 5 BYCHKOV, Y. A.; RASHBA, E. I. Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, v. 39, n. 2, p. 66, 1984.
- 6 ROJAS SÁNCHEZ, J. C.; VILA, L.; DESFONDS, G. et al. Spin-to-Charge conversion using Rashba coupling at the interface between non-magnetic materials. *Nature Communications*, v. 4, n. 2944, 2013.
- 7 MISHRA, R.; YANG, H. Emerging spintronics phenomena and applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 57, n. 1, 2020.
- 8 KITTEL, C. *Introduction to Solid State Physics*. 8. ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2005.
- 9 MAEKAWA, S. et al. Spin and spin current—From fundamentals to recent progress. *Journal of Applied Physics*, v. 133, n. 020902, 2023.
- 10 WANG, H. L. et al. Scaling of spin Hall angle in 3d, 4d, and 5d metals from  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ /metal spin pumping. *Physical Review Letters*, v. 112, n. 197201, 2014.
- 11 LIN, Z. et al. Side-jump scattering enhanced spin Hall effect in  $\text{SrTiO}_3$ -implanted Pt. *Applied Physics Letters*, v. 123, n. 112405, 2023.
- 12 GO, D. et al. Intrinsic Spin and Orbital Hall Effects from Orbital Texture. *Physical Review Letters*, v. 121, n. 086602, 2018.
- 13 GO, D. et al. Orbitronics: Orbital currents in solids. *Europhysics Letters*, v. 135, (3)37001, 2021.

- 14 BERNEVIG, B. A.; HUGHES, T. L.; ZHANG, S.-C. Orbitronics: The Intrinsic Orbital Current in *p*-Doped Silicon. *Physical Review Letters*, v. 95, n. 066601, 2005.
- 15 CHOI, Y.-G.; JO, D.; KO, K.-H. et al. Observation of the Orbital Hall Effect in a Light Metal Ti. *Nature*, v. 619, p. 52–56, 2023.
- 16 SANTOS, E. et al. Bulk and Interface Effects Based on Rashba-Like States in Ti and Ru Nanoscale-Thick Films: Implications for Orbital-Charge Conversion in Spintronic Devices. *ACS Applied Nano Materials*, 2024. DOI: 10.1021/acsnm.4c00770.
- 17 HAN, S.; KO, H.-W.; OH, J. H. et al. Orbital Pumping Incorporating Both Orbital Angular Momentum and Position. *Physical Review Letters*, 2025.
- 18 ADAMANTOPOULOS, T et al. Orbital Rashba effect as a platform for robust orbital photocurrents. *Physical review letters*, v. 132, n. 076901, 2024.
- 19 SANTOS, E. et al. Inverse Orbital Torque via Spin-Orbital Intertwined States. *Physical Review Applied*, v. 19, n. 014069, 2023.
- 20 CANONICO, L. M. et al. Two-dimensional orbital Hall insulators. *Physical Review B*, v. 101, n. 075429, 2020.
- 21 ONSAGER, L. Reciprocal Relations in Irreversible Processes. I. *Physical Review*, v. 37, n. 405, 1931.
- 22 GO, D. *Orbital Dynamics and Transport in Spintronics*. 2019. Tese (Doutorado) – Pohang University of Science e Technology, Pohang, South Korea.
- 23 SHI, J. et al. Proper Definition of Spin Current in Spin-Orbit Coupled Systems. *Physical Review Letters*, v. 96, n. 076604, 2006.
- 24 VOSS, J.; ADO, I. A.; TITOV, M. Non-equilibrium orbital edge magnetization. *arXiv preprint*, 2024. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/2405.11979>.
- 25 WANG, X. R. Anomalous Spin Hall and inverse spin Hall effects in magnetic systems. *Communications Physics*, v. 4, n. 55, 2021.
- 26 ABRÃO, J. E. et al. Anomalous Spin and Orbital Hall Phenomena in Antiferromagnetic Systems. *Physical Review Letters*, v. 134, n. 026702, 2025.
- 27 AST, C. R. et al. Giant Spin Splitting through Surface Alloying. *Physical Review Letters*, v. 98, n. 186807, 2007.
- 28 SANTOS, O. A. *Spintrônica em Heteroestruturas Magnéticas: Conversão Recíproca de Corrente de Spin e Corrente de Carga*. 2018. Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco, Recife.

- 29 SANTOS, E. *Investigação do Processo de Spin Pumping e Spin Seebeck em Heteroestruturas Magnéticas*. 2021. Diss. (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco, Recife.
- 30 GO, D.; JO, D.; GAO, T. et al. Orbital Rashba effect in a surface-oxidized Cu film. *Physical Review B*, v. 103, n. L121113, 2021.
- 31 DING, S.; ROSS, A.; GO, D. et al. Harnessing Non-Local Orbital-to-Spin Conversion of Interfacial Orbital Currents for Efficient Spin-Orbit Torques. *Physical Review Letters*, v. 125, n. 177201, 2020.
- 32 BLUNDELL, S. *Magnetism in Condensed Matter*. 1st. Oxford: Oxford University Press, 2001.
- 33 THALLER, B. *The Dirac Equation*. Berlim: Springer Verlag, 1992.
- 34 MIRON, I. M.; GARELLO, K.; GAUDIN, G. et al. Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection. *Nature*, v. 476, p. 189–193, 2011.
- 35 YU, G.; UPADHYAYA, P.; FAN, Y. et al. Switching of perpendicular magnetization by spin–orbit torques in the absence of external magnetic fields. *Nature Nanotechnology*, v. 9, p. 548–554, 2014.
- 36 GO, D.; LEE, H.-W. Orbital torque: Torque generation by orbital current injection. *Physical Review Research*, v. 2, n. 013177, 2020.
- 37 LEE, D.; GO, D.; PARK, H.-J. et al. Orbital torque in magnetic bilayers. *Nature Communications*, v. 12, n. 6710, 2021.
- 38 KATO, Y.-K. et al. Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors. *Science*, v. 306, n. 5703, p. 1910–1913, 2004.
- 39 WUNDERLICH, J. et al. Experimental Observation of the Spin-Hall Effect in a Two-Dimensional Spin-Orbit Coupled Semiconductor System. *Physical Review Letters*, v. 94, n. 047204, 2005.
- 40 AZEVEDO, A. et al. dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect? *Journal of Applied Physics*, v. 97, n. 10C715, 2005.
- 41 SAITOH, E. et al. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect. *Applied Physics Letters*, v. 88, n. 182509, 2006.
- 42 MANKOVSKY, S.; EBERT, H. Spin and orbital Hall effect in non-magnetic transition metals: extrinsic vs intrinsic contributions. *arXiv preprint*, 2024. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/2408.07814>.

- 43 TAKAHASHI, Saburo; MAEKAWA, Sadamichi. Spin current, spin accumulation and spin Hall effect. *Science and Technology of Advanced Materials*, v. 9, n. 014105, 2008.
- 44 JUNGWIRTH, T.; NIU, Q.; MACDONALD, A. H. Anomalous Hall Effect in Ferromagnetic Semiconductors. *Physical Review Letters*, v. 88, n. 207208, 2002.
- 45 NAGAOSA, N. et al. Anomalous Hall effect. *Reviews of Modern Physics*, v. 82, n. 1539, 2010.
- 46 KUREBAYASHI, H.; SINOVA, J.; FANG, D. et al. An antidamping spin-orbit torque originating from the Berry curvature. *Nature Nanotechnology*, v. 9, p. 211–217, 2014.
- 47 SAHU, P. et al. Emergence of giant orbital Hall and tunable spin Hall effects in centrosymmetric transition metal dichalcogenides. *Physical Review B*, v. 110, n. 054403, 2024.
- 48 ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D. *Solid State Physics*. 1st. Boston: Cengage Learning, 2022.
- 49 NETO, J. E. A. *Investigação de fenômenos spintrônicos: fabricação de estruturas micrométricas e submicrométricas utilizando litografia óptica*. 2020. Diss. (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco, Recife.
- 50 GO, D.; JO, D.; KIM, K.-W. et al. Long-Range Orbital Torque by Momentum-Space Hotspots. *Physical Review Letters*, v. 130, n. 246701, 2023.
- 51 HAYASHI, H.; JO, D.; GO, D. et al. Observation of long-range orbital transport and giant orbital torque. *Communications Physics*, v. 6, n. 32, 2023.
- 52 GO, D. et al. Orbital Pumping by Magnetization Dynamics in Ferromagnets. *arXiv preprint*, 2024. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/2309.14817>.
- 53 HANEY, P. M.; STILES, M. D. Interfacial spin-orbit torques. *Journal of Applied Physics*, v. 128, n. 151101, 2020.
- 54 GO, D. et al. First-principles calculation of orbital Hall effect by Wannier interpolation: Role of orbital dependence of the anomalous position. *Physical Review B*, v. 109, n. 174435, 2024.
- 55 KONTANI, H. et al. Giant Orbital Hall Effect in Transition Metals: Origin of Large Spin and Anomalous Hall Effects. *Physical Review Letters*, v. 102, n. 016601, 2009.
- 56 REZENDE, S. M. *Fundamentals of Magnonics*. 1. ed. Cham: Springer, 2020.

- 57 HAYASHI, H. et al. Observation of orbital pumping. *Nature Electronics*, v. 7, p. 646–652, 2024.
- 58 SILSBEE, R. H.; JANOSSY, A.; MONOD, P. Coupling between ferromagnetic and conduction-spin-resonance modes at a ferromagnetic—normal-metal interface. *Physical Review B*, v. 19, n. 4382, 1979.
- 59 TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers. *Physical Review B*, v. 66, n. 224403, 2002.
- 60 TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films. *Physical Review Letters*, v. 88, n. 117601, 2002.
- 61 ARANA, M. et al. Spin to charge current conversion by the inverse spin Hall effect in the metallic antiferromagnet  $\text{Mn}_2\text{Au}$  at room temperature. *Physical Review B*, v. 98, n. 144431, 2018.
- 62 REZENDE, S. M. et al. Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect. *Physical Review B*, v. 89, n. 014416, 2014.
- 63 UCHIDA, K. I. et al. Observation of the spin Seebeck effect. *Nature*, v. 455, p. 778, 2008.
- 64 UCHIDA, K. et al. Observation of longitudinal spin-Seebeck effect in magnetic insulators. *Applied Physics Letters*, v. 97, n. 172505, 2010.
- 65 CHEREPANOV, V.; KOLOKOLOV, I.; LVOV, V. The saga of YIG: Spectra, thermodynamics, interaction and relaxation of magnons in a complex magnet. *Physics Reports*, v. 229, n. 3, p. 81–144, 1993.
- 66 BALINSKY, M. et al. Spin pumping and the inverse spin-Hall effect via magnetostatic surface spin-wave modes in Yttrium-Iron garnet/platinum bilayers. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 6, n. 3000604, 2015.
- 67 KAJIWARA, Y. et al. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. *Nature*, v. 464, p. 262–266, 2010.
- 68 METSELAAR, R.; LARSEN, P. K. High-Temperature electrical properties of yttrium iron garnet under varying oxygen pressures. *Solid State Communications*, v. 15, n. 2, p. 1053–1056, 1974.

- 69 AKHTAR, M. N. et al. Structural and magnetic properties of yttrium iron garnet (YIG) and yttrium aluminum iron garnet (YAIG) nanoferrites prepared by microemulsion method. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 401, n. 1, p. 425–431, 2016.
- 70 SHENG, L. et al. Magnonics Based on Thin-Film Iron Garnets. *Journal of the Physical Society of Japan*, v. 90, n. 081005, 2021.
- 71 ARKADYEV, V. On the absorption of high-Frequency radiation by ferromagnetic substances. *Proceedings of the Russian Academy of Sciences*, 1912.
- 72 DORFMAN, Ya. G. Qualitative Explanation of the Ferromagnetic Resonance Phenomenon. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1923.
- 73 ZAVOISKI, A. Observation of ferromagnetic resonance in nickel, iron, and cobalt. *Physical Review*, v. 70, p. 680–690, 1946.
- 74 GRIFFITHS, J. Ferromagnetic resonance in nickel, iron, and cobalt. *Nature*, v. 158, p. 206–207, 1946.
- 75 LEÃO, L. H. V. *Dinâmica de spins em interfaces metálicas: mecanismos de relaxação e bombeamento de spin*. 2010. Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco, Recife.
- 76 GIL-MONSALVE, J. et al. Influence of substrate type and magnetic anisotropy on the spin Seebeck effect in  $\text{ZnFe}_2\text{O}_4$  thin films. *Applied Physics A*, v. 129, n. 270, 2023.
- 77 SANTOS, E. et al. Exploring orbital-charge conversion mediated by interfaces with  $\text{CuO}_x$  through spin-orbital pumping. *Physical Review B*, v. 109, n. 014420, 2024.
- 78 \_\_\_\_\_. Negative orbital Hall effect in germanium. *Physical Review Applied*, v. 22, n. 064071, 2024.
- 79 PEZZOLI, F. et al. Optical Spin Injection and Spin Lifetime in Ge Heterostructures. *Physical Review Letters*, v. 108, n. 156603, 2012.
- 80 DUSHENKO, S. et al. Experimental Demonstration of Room-Temperature Spin Transport in *n*-Type Germanium Epilayers. *Physical review letters*, v. 114, n. 196602, 2015.
- 81 BOTTEGONI, F. et al. Spin-Hall Voltage over a Large Length Scale in Bulk Germanium. *Physical Review Letters*, v. 118, n. 167402, 2017.

- 82 ZHENG, Y. et al. The Giant Inverse Spin Hall Effect in Semiconductor Alloy/Ferromagnetic Insulator ( $\text{Ge}_{1-x}\text{Bi}_x/\text{YIG}$ ) Spin Heterojunction. *ACS Materials Letters*, v. 5, n. 8, p. 2292–2298, 2023.
- 83 SZE, S. M.; NG, K. K. *Physics of Semiconductor Devices*. 2nd. New York: Wiley-Interscience, 1981.
- 84 PILLARISSETTY, R. Academic and industry research progress in germanium nano-devices. *Nature*, v. 479, p. 324–328, 2011.
- 85 BURDETTE, S. C.; THORNTON, B. F. The germination of germanium. *Nature Chemistry*, v. 10, n. 244, 2018.
- 86 BAEK, I.; LEE, H.-W. Negative intrinsic orbital Hall effect in group XIV materials. *Physical Review B*, v. 104, n. 245204, 2021.
- 87 KLINGLER, S. et al. Spin-torque Excitation of Perpendicular Standing Spin Waves in Coupled YIG/Co Heterostructures. *Physical review letters*, v. 120, n. 127201, 2018.
- 88 DU, C. et al.  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  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. 172603, 2015.
- 89 MENDES, J. et al. Possible Interplay Between Intrinsic and Extrinsic Ferromagnetic Damping Mechanisms. *IEEE transactions on magnetics*, v. 46, n. 6, p. 2293–2296, 2010.
- 90 MCMICHAEL, R. D.; TWISSELMANN, DJ; KUNZ, Andrew. Localized Ferromagnetic Resonance in Inhomogeneous Thin Films. *Physical Review Letters*, v. 90, n. 227601, 2003.
- 91 RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L. et al. Critical thickness investigation of magnetic properties in exchange-coupled bilayers. *Physical Review B*, v. 83, n. 224418, 2011.
- 92 MIRON, I. M. et al. Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection. *Nature*, v. 476, p. 189–193, 2011.
- 93 SHAO, Q. et al. Roadmap of Spin–Orbit Torques. *IEEE transactions on magnetics*, v. 57, n. 800439, 2021.
- 94 HASEGAWA, K. et al. Enhancement of spin-orbit torque by inserting  $\text{CoO}_x$  layer into Co/Pt interface. *Physical Review B*, v. 98, 020405(R), 2018.
- 95 KAGEYAMA, Y. et al. Spin-orbit torque manipulated by fine-tuning of oxygen-induced orbital hybridization. *Science Advances*, v. 5, n. 11, 2019.

- 96 DUBALE, A. A. et al. Heterostructured  $\text{Cu}_2\text{O}/\text{CuO}$  decorated with nickel as a highly efficient photocathode for photoelectrochemical water reduction. *Journal of Materials Chemistry A*, v. 3, p. 12482–12499, 2015.
- 97 AN, H. et al. Spin–torque generator engineered by natural oxidation of Cu. *Nature communications*, v. 7, n. 13069, 2016.
- 98 AQEEL, A. et al. Surface sensitivity of the spin Seebeck effect. *Journal of Applied Physics*, v. 116, n. 153705, 2014.
- 99 LIU, L.; BUHRMAN, R. A.; RALPH, D. C. Review and analysis of measurements of the spin Hall effect in platinum. *arXiv preprint arXiv:1111.3702*, 2011.
- 100 MEYER, B. C. et al. Simulation and optimization of the SIRIUS IPE soft x-ray beamline. In: ADVANCES in Computational Methods for X-Ray Optics IV. [S. l.: s. n.], 2017. v. 10388. (SPIE), p. 61–71.
- 101 SAIKOVA, S. et al. X-ray photoelectron,  $\text{CuL}_{3\text{MM}}$  Auger and X-ray absorption spectroscopic studies of Cu nanoparticles produced in aqueous solutions: The effect of sample preparation techniques. *Applied surface science*, v. 258, n. 20, p. 8214–8221, 2012.
- 102 CHOI, D. et al. Phase, grain structure, stress, and resistivity of sputter-deposited tungsten films. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, v. 29, n. 051512, 2011.
- 103 SEIFERT, T. S. et al. Time-domain observation of ballistic orbital-angular-momentum currents with giant relaxation length in tungsten. *Nature Nanotechnology*, v. 18, p. 1132–1138, 2023.