

UNIVERSIDADE FEDERAL DE VIÇOSA

**Estudo de correntes puras de spin via injeção elétrica e detecção não local em
válvulas de spin laterais de Py/Cu.**

Iago Greca Rossanes Fontes
Magister Scientiae

**VIÇOSA - MINAS GERAIS
2025**

IAGO GRECA ROSSANES FONTES

Estudo de correntes puras de spin via injeção elétrica e detecção não local em válvulas de spin laterais de Py/Cu.

Dissertação apresentada à Universidade Federal de Viçosa, como parte das exigências do Programa de Pós-Graduação em Física, para obtenção do título de *Magister Scientiae*.

Orientador: Rafael O. R. R. da Cunha

Coorientador: Joaquim B. Santos Mendes

**VIÇOSA - MINAS GERAIS
2025**

**Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Central da Universidade
Federal de Viçosa - Campus Viçosa**

T

G789e
2025
Fontes, Iago Greca Rossanes, 1997-
Estudo de correntes puras de spin via injeção elétrica e
detecção não local em válvulas de spin laterais de Py/Cu / Iago
Greca Rossanes Fontes. – Viçosa, MG, 2025.
1 dissertação eletrônica (77 f.): il.

Inclui apêndices.

Orientador: Rafael Otoniel Ribeiro Rodrigues da Cunha.
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Viçosa,
Departamento de Física, 2025.

Referências bibliográficas: f. 67-71.

DOI: <https://doi.org/10.47328/ufvbbt.2025.296>

Modo de acesso: World Wide Web.

1. Spintrônica. 2. Correntes elétricas. 3. Magnetismo.
4. Circuitos eletrônicos. I. Cunha, Rafael Otoniel Ribeiro
Rodrigues da, 1982-. II. Universidade Federal de Viçosa.
Departamento de Física. Programa de Pós-Graduação em Física.
III. Título.

CDD 22. ed. 537.5

IAGO GRECA ROSSANES FONTES

Estudo de correntes puras de spin via injeção elétrica e detecção não local em válvulas de spin laterais de Py/Cu.

Dissertação apresentada à Universidade Federal de Viçosa, como parte das exigências do Programa de Pós-Graduação em Física, para obtenção do título de *Magister Scientiae*.

APROVADA: 20 de fevereiro de 2025.

Assentimento:

Iago Greca Rossanes Fontes
Autor

Rafael Otoniel Ribeiro Rodrigues da Cunha
Orientador

Essa dissertação foi assinada digitalmente pelo autor em 15/05/2025 às 09:45:08 e pelo orientador em 16/05/2025 às 17:19:16. As assinaturas têm validade legal, conforme o disposto na Medida Provisória 2.200-2/2001 e na Resolução nº 37/2012 do CONARQ. Para conferir a autenticidade, acesse <https://siadoc.ufv.br/validar-documento>. No campo 'Código de registro', informe o código **2K29.YOZ2.YWF3** e clique no botão 'Validar documento'.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de expressar minha profunda gratidão, primeiramente, ao meu pai Paulo Henrique Fontes e minha mãe, Samantha Greca Rossanes Fontes, que, com muita dedicação e sacrifícios incansáveis, sempre me apoiaram na busca pelo meu sonho de seguir a carreira acadêmica em Física.

Aos meus amigos de longa data, Marco Antônio Ribeiro Brandão e Victor Augusto Jonsson, pelo apoio constante e pela amizade verdadeira.

Ao meu coorientador, Professor Joaquim Bonfim Santos Mendes, por todos os ensinamentos compartilhados e pela confiança em meu trabalho.

Ao Dr. Hamilton Aparecido Teixeira, pelo excelente suporte ao longo de todo o processo de fabricação das amostras, pela constante disponibilidade em auxiliar nas litografias e pelo valioso compartilhamento de seu conhecimento em nanofabricação.

De forma especial, agradeço ao meu orientador, Professor Rafael Otoniel Ribeiro Rodrigues da Cunha. Além de sua orientação acadêmica e pessoal, ele se tornou um grande amigo, uma pessoa por quem nutro imensa admiração e carinho, sempre disposto a me guiar em todas as etapas dessa jornada, que ainda está longe do fim.

Agradeço também ao meu colega de grupo, Gabriel Gallo, pelas conversas enriquecedoras durante nossos cafés vespertinos e pelas muitas horas passadas no laboratório, fazendo e refazendo experimentos, mas sempre com entusiasmo e alegria.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo apoio financeiro durante a realização deste trabalho.

Este trabalho foi realizado com o apoio das seguintes agências de pesquisa brasileiras: Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Minas Gerais (FAPEMIG) e Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

“A física experimental sem a teórica é vazia; a teórica sem a experimental é ideologia.”

RESUMO

FONTES, Iago Greca Rossanes, M.Sc., Universidade Federal de Viçosa, fevereiro de 2025. **Estudo de correntes puras de spin via injeção elétrica e detecção não local em válvulas de spin laterais de Py/Cu.** Orientador: Rafael Otoniel Ribeiro Rodrigues da Cunha. Coorientador: Joaquim Bonfim Santos Mendes.

A spintrônica tem sido um campo de rápido crescimento nas últimas décadas devido ao seu vasto potencial para aplicações tecnológicas, especialmente em computação convencional e quântica. O campo teve início com a descoberta da magnetorresistência gigante em 1988, que possibilitou a manipulação do spin no transporte elétrico, desencadeando uma grande revolução no armazenamento de dados digitais. Desde então, os avanços em spintrônica têm sido significativos, evoluindo da manipulação de correntes elétricas polarizadas em spin para a geração de correntes de spin puras em metais e isolantes ferromagnéticos, a conversão de correntes de spin em correntes de carga, e o transporte de correntes de spin em sistemas antiferromagnéticos e topológicos. As correntes de spin puras envolvem o transporte do momento angular de spin sem o fluxo de carga elétrica, e atualmente representam um dos principais focos da spintrônica mundial. Essas correntes possibilitam o estudo das propriedades de transporte de spin em uma ampla gama de materiais e têm o potencial de substituir os circuitos integrados convencionais baseados em transistores. Consequentemente, explorar novos métodos para gerar e detectar correntes de spin é crucial para o avanço do campo. Entre esses métodos, destacam-se o spin pumping, o efeito Seebeck de spin e a injeção de corrente de spin não local. Em particular, a técnica de injeção não local tem atraído grande atenção, pois permite a geração, manipulação e detecção de correntes de spin unicamente por meios elétricos, sem a necessidade de configurações experimentais altamente sofisticadas. Isso abre a possibilidade de fabricar transistores de spin comercialmente viáveis. A geração e detecção de correntes de spin são realizadas por meio de uma estrutura conhecida como válvula de spin lateral, que consiste em dois nanoeletrodos ferromagnéticos conectados por um fio nanométrico feito de um material não magnético de interesse. Quando uma corrente elétrica é aplicada entre um eletrodo (injetor) e o fio nanométrico, uma corrente polarizada em spin é injetada no fio, criando uma acumulação de spin na interface FM/NM e iniciando a difusão de spin ao longo do fio. Parte dessa corrente de spin é injetada no segundo eletrodo ferromagnético (detector), e como a corrente de spin interage com a magnetização do material, a diferença de potencial entre o detector e o fio nanométrico depende da

magnetização dos eletrodos. Isso possibilita a manipulação das correntes de spin que fluem pela estrutura. Nesta dissertação, foi desenvolvida uma metodologia de fabricação para válvulas de spin laterais utilizando litografia por feixe de elétrons e *magnetron sputtering*. Foram confeccionadas quatro amostras compostas por Py como material ferromagnético e Cu como material não magnético, com distâncias $L = 246, 332, 660$ e 736 nm entre o injetor e o coletor. Medidas de magnetorresistência não local foram realizadas nas amostras, possibilitando o cálculo do comprimento de difusão de spin do Cu e a polarização de spin do Py. Além disso, foi conduzido um estudo sobre a inversão da polarização da corrente de spin gerada nessas estruturas a partir da reversão da corrente elétrica DC aplicada.

Palavras-chave: spintrônica; correntes de spin; magnetismo; magnetorresistência não local ; válvulas de spin laterais

ABSTRACT

FONTES, Iago Greca Rossanes, M.Sc., Universidade Federal de Viçosa, February, 2025. **Study of pure spin currents via electrical injection and non-local detection in lateral spin valves of Py/Cu.** Adviser: Rafael Otoniel Ribeiro Rodrigues da Cunha. Co-adviser: Joaquim Bonfim Santos Mendes.

Spintronics has been a rapidly growing field over the past decades due to its vast potential for technological applications, particularly in conventional and quantum computing. The field began with the discovery of giant magnetoresistance in 1988, which enabled the manipulation of spin in electrical transport, triggering a major revolution in digital data storage. Since then, advancements in spintronics have been significant, evolving from the manipulation of spin-polarized electric currents to the generation of pure spin currents in metals and ferromagnetic insulators, the conversion of spin currents into charge currents, and the transport of spin currents in antiferromagnetic and topological systems. Pure spin currents involve the transport of spin angular momentum without the flow of electric charge and are currently one of the main focuses in the global spintronics landscape. These currents enable the study of spin transport properties in a wide range of materials and hold the potential to replace conventional transistor-based integrated circuits. Consequently, exploring new methods for generating and detecting spin currents is crucial for advancing the field. Among these methods, spin pumping, the spin Seebeck effect, and non-local spin current injection stand out. In particular, the non-local injection technique has garnered significant attention as it allows for the generation, manipulation, and detection of spin currents purely through electrical means, without requiring highly sophisticated experimental setups. This opens up the possibility of fabricating commercially viable spin transistors. The generation and detection of spin currents are achieved using a structure known as a lateral spin valve, which consists of two ferromagnetic nanoelectrodes connected by a nanowire made of a non-magnetic material of interest. When an electric current is applied between one electrode (injector) and the nanowire, a spin-polarized current is injected into the nanowire, creating spin accumulation at the FM/NM interface and initiating spin diffusion along the nanowire. Part of this spin current is injected into the second ferromagnetic electrode (detector). Since the spin current interacts with the magnetization of the material, the potential difference between the detector and the nanowire depends on the magnetization of the electrodes, enabling the manipulation of spin currents flowing through the structure. In this dissertation, a fabrication methodology for lateral spin

valves was developed using electron beam lithography and magnetron sputtering. Four samples were fabricated, composed of Py as the ferromagnetic material and Cu as the non-magnetic material, with injector-collector distances of $L = 246, 332, 660$ and 736 nm. Non-local magnetoresistance measurements were performed on the samples, allowing for the calculation of the spin diffusion length in Cu and the spin polarization of Py. Additionally, a study was conducted on the reversal of spin current polarization in these structures, driven by the reversal of the applied DC electric current.

Keywords: spintronics; spin currents; magnetism; non-local magnetoresistance; lateral spin valves.

Lista de figuras

Figura 2.1 – Ilustração de um sistema de spins unidimensional. a) Ordenamento ferromagnético ($J > 0$). b) Ordenamento antiferromagnético ($J < 0$).	20
Figura 2.2 – Ilustração dos diferentes tipos de correntes eletrônicas. As setas vermelhas representam a orientação de spin dos elétrons e as setas pretas sua direção de propagação. a) Corrente de carga. b) Corrente spin-polarizada. c) Corrente pura de spin.	22
Figura 2.3 – Ilustração do processo de geração de correntes elétricas spin-polarizadas utilizando uma tricamada NM/FM/NM. Figura retirada e adaptada de [32]. . .	22
Figura 2.4 – Curva da energia das bandas de condução de spin <i>up</i> e <i>down</i> em função da densidade de estados. A linha tracejada indica o nível de Fermi. a) Materiais não magnéticos. b) Materiais ferromagnéticos. Figura retirada e adaptada de [32].	23
Figura 2.5 – Ilustração de uma válvula de spin lateral. As barras azuis representam os eletrodos ferromagnéticos, sendo FM1 o injetor e FM2 o coletor. A barra laranja representa o nanofio não magnético.	27
Figura 2.6 – Curva das equações 2.50, 2.51 e 2.52 mostrando a diferença no comportamento do decaimento para cada tipo de junção [39].	31
Figura 3.1 – Ilustração do processo de <i>magnetron-sputtering</i> . Figura retirada e adaptada de [45].	34
Figura 3.2 – Ilustração de um microscópio eletrônico de varredura. Figura retirada e adaptada de [47].	35
Figura 3.3 – Tipos de filamentos utilizando em um microscópio eletrônico. (a) Filamento de tungstênio. (b) Filamento de LaB_6 . (c) FEG (canhão de emissão de campo). (d) Eletrodo de aquecimento dos filamentos. Figura retirada e adaptada de [47].	36
Figura 3.4 – Imagens ópticas e eletrônicas de um emissor de campo quente de tungstênio. (a) Imagem óptica de um FEG aquecido. (b) Imagem de SEM de um FEG, mostrando o reservatório de ZrO que é responsável por mitigar o superaquecimento da ponta. (c) Imagem de SEM da ponta de um FEG. Figura retirada e adaptada de [49].	37

Figura 3.5 – Ilustração da colimação do feixe feita pelas lentes magnéticas. Figura retirada e adaptada de [47]	37
Figura 3.6 – Ilustração das diferentes interações que ocorrem entre o feixe de elétrons e a amostra. Figura retirada e adaptada de [47].	38
Figura 3.7 – Imagens de microscopia eletrônica de uma mesma amostra para diferentes energias do feixe. a) 5 eV; b) 10 eV; c) 15 eV; d)20 eV. Figura retirada e adaptada de [47].	40
Figura 3.8 – Ilustração da relação entre o <i>spot</i> do feixe e a resolução de imagem. (a) <i>Spot</i> maior. (b) <i>Spot</i> menor. Figura retirada e adaptada de [47].	41
Figura 3.9 – Ilustração de como o WD é medido na operação de um SEM. Figura retirada e adaptada de [47].	42
Figura 3.10–Imagens de microscopia eletrônica de varredura demonstrando o efeito de astigmatismo. a) astigmatismo horizontal; b) astigmatismo corrigido; c) astigmatismo vertical. Figura retirada e adaptada de [47].	42
Figura 3.11–Reação do <i>resist</i> com o feixe de elétrons. O <i>resist</i> ilustrado nesta imagem é o PMMA (polimetilmetacrilato), que foi utilizado neste trabalho.	44
Figura 3.12–Ilustração das etapas do processo de litografia por feixe de elétrons. a) aplicação do <i>resist</i> ; b) exposição; c) revelação; d) deposição do filme; e) <i>lift-off</i> ; f) estrutura final. Figura retirada e adaptada de [52].	45
Figura 3.13–Sistema de medidas elétricas. (a) Diagrama de blocos da montagem. (b) Foto do <i>setup</i> experimental.	46
Figura 3.14–Calibração do campo magnético no eletroíma em função da tensão aplicada. (a) Varredura crescente. (b) Varredura decrescente.	46
Figura 4.1 – Teste de dose do PMMA 662,04k. Os números ao lado de cada estrutura indicam a dose utilizada.	49
Figura 4.2 – Primeira etapa de litografia da amostra com $L = 660$ nm de espaçamento entre os nano eletrodos de Py. (a) Estrutura interna da amostra contendo os nano eletrodos. (b) Estrutura externa contendo os pads para contatos elétricos e as marcas de alinhamento.	50

Figura 4.3 – Amostra completa com as duas etapas de litografia. (a) Estrutura interna da amostra, contendo as medidas de largura do injetor (L1), coletor (L3), nanofio (L4) e distância entre os eletrodos (L2). (b) Estrutura completa com todos os pads para contatos elétricos. Os pads 1, 2, 4 e 5 são os contatos dos eletrodos de Py e os contatos 3 e 4 são referentes ao nanofio de cobre.	51
Figura 4.4 – Imagens de microscopia eletrônica de varredura da primeira etapa de litografia da amostra com $L = 736$ nm. (a) estrutura interna. (b) Estrutura externa junto com as marcas de alinhamento.	52
Figura 4.5 – Imagens de microscopia eletrônica de varredura da segunda etapa de litografia da amostra com $L=736$ nm. A) Estrutura interna. B) Contatos elétricos, sendo os pads 1 e 2 referentes aos contatos com os eletrodos de $Ni_{81}Fe_{19}$ e os pads 3 e 4 referentes aos contatos com o nanofio de cobre.	52
Figura 4.6 – Segunda etapa das amostras com: (a) $L = 246$ nm. (b) $L = 332$ nm.	53
Figura 4.7 – Imagem de SEM da primeira etapa de uma amostra com distância nominal de 350 nm entre o injetor e o coletor fabricada com 100 pA de corrente do feixe. A corrente mais alta aumenta o <i>spot</i> do feixe, fazendo com que a resolução da litografia não seja suficiente para produzir a estrutura com a distância desejada.	53
Figura 4.8 – Ilustração de um filme fino depositado sobre uma estrutura litografada utilizando diferentes técnicas de deposição. As bordas vermelhas indicam o filme fino depositado. (b) Filme depositado por evaporação térmica. (b) Filme depositado pela técnica de magnetron sputtering.	54
Figura 4.9 – Imagens de SEM de amostras cujo <i>lift-off</i> não foi feito corretamente. (a) Primeira etapa de uma amostra onde o filme não foi removido por completo. (b) Segunda etapa de uma amostra onde o <i>lift-off</i> retirou o nanofio de cobre.	54
Figura 4.10–(a) Imagem de SEM da amostra com distância $L = 246$ nm feita com uma inclinação de 55° com relação ao feixe e colorida artificialmente. Em azul são os eletrodos de Py e em laranja o nanofio de Cu. (b) Curva $I \times V$ do injetor (contatos 2 e 4). (c) Curva $I \times V$ do coletor (contatos 1 e 3).	56
Figura 4.11–Medida de magnetorresistência não local para a amostra com $L = 246$ nm. A curva azul representa a varredura positiva do campo magnético e a curva vermelha a varredura negativa do campo.	57

Figura 4.12–Medidas da amostra com $L = 332$ nm. (a) Medida de MR não local. (b) Curva $I \times V$ dos contatos do injetor. (c) Curva $I \times V$ dos contatos do coletor.	58
Figura 4.13–Medidas da amostra com $L = 660$ nm. (a) Medida de MR não local. (b) Curva $I \times V$ dos contatos do injetor. (c) Curva $I \times V$ dos contatos do coletor.	59
Figura 4.14–Medidas da amostra com $L = 736$ nm. (a) Medida de MR não local. (b) Curva $I \times V$ dos contatos do injetor. (c) Curva $I \times V$ dos contatos do coletor.	60
Figura 4.15–Curva do sinal de spin ΔV_s normalizado pelas áreas S_{Cu} , S_J e pela corrente aplicada no injetor em função da distância L entre os eletrodos.	61
Figura 4.16–Ilustração da inversão de polarização com a inversão da corrente elétrica aplicada no injetor. (a) Corrente positiva. (b) Corrente negativa.	63
Figura 4.17–Resultados experimentais da inversão de polarização da corrente de spin no nanofio de cobre. (a) Corrente positiva. (b) Corrente negativa.	63
Figura A.1 – VI's básicos do protocolo VISA.	72
Figura A.2 – Sub-rotina responsável pela comunicação inicial dos equipamentos. (a) Sub-rotina da fonte <i>Kepeco Bipolar operational power supply/amplifier</i> e do <i>Keithley 6221 DC and AC current source</i> . (b) Sub-rotina do <i>Keithley 2182A nanovoltmeter</i>	73
Figura A.3 – Sub-rotina de determinação dos pontos da medida e aplicação do campo magnético de saturação.	73
Figura A.4 – Sub-rotina de variação do campo magnético.	74
Figura A.5 – Sub-rotina de realização das medidas, conversão da tensão em campo magnético e exportação dos dados.	74
Figura A.6 – Rotina final de encerramento da comunicação com os equipamentos.	75
Figura A.7 – Interface gráfica do programa de medidas de magnetorresistência não local.	75
Figura B.1 – Imagem de microscopia eletrônica de varredura da amostra com $L=736$ nm após a realização das medidas	76

Sumário

1	Introdução	14
2	Aspéctos teóricos	18
2.1	Origem do magnetismo na matéria	18
2.2	Interação de Troca	20
2.3	Correntes puras de spin em metais	21
2.4	Correntes puras de spin em válvulas de spin laterais	26
3	Técnicas Experimentais	32
3.1	Deposição por evaporação catódica (Sputtering)	32
3.2	Microscopia eletrônica de varredura	34
3.2.1	Interação feixe-amostra	37
3.2.2	Formação de imagem	40
3.3	Litografia por feixe de elétrons	41
3.4	Aparato experimental	45
4	Resultados e discussões	48
4.1	Fabricação das amostras	48
4.2	Magnetorresistência não local: geração e detecção elétrica de correntes puras de spin	55
4.3	Polarização da corrente de spin	62
5	Conclusão e Perspectivas	65
	Referências	67
A	Automação das medidas experimentais	72
B	Degradação das amostras	76

Capítulo 1

Introdução

O magnetismo foi descoberto na Grécia em meados do século VI a.C. por Tales de Mileto, que observou a capacidade do mineral de magnetita de atrair pedaços de ferro. Seu primeiro uso prático se deu por volta do século II a.C. com a invenção da bússola pelos chineses, entretanto foi só em 1239 que o primeiro trabalho foi publicado sobre magnetismo pelo francês Pierre Pèlerin de Maricourt chamado *Epístola do Magneto*, descrevendo o funcionamento da bússola e alguns experimentos envolvendo a magnetita [1].

Por séculos os fenômenos magnéticos e elétricos eram tidos como efeitos separados e independentes. Foi só em 1820 que as primeiras evidências da unificação dos dois fenômenos apareceram, devido à observação do físico Hans Christian Oested de que uma corrente elétrica deflete a agulha de uma bússola. Pouco tempo depois, Ampère postula que os efeitos magnéticos são causados pelo movimento de cargas elétricas e em 1831 Faraday realiza experimentos envolvendo a geração de correntes elétricas devido ao movimento de materiais magnéticos [1]. Esses experimentos foram a base da unificação dos fenômenos elétricos e magnéticos, que foi consolidada por James Clerk Maxwell em 1865 [2].

Embora a teoria eletromagnética de Maxwell seja amplamente efetiva em explicar fenômenos eletromagnéticos clássicos, ela não contempla a fundamentalidade do magnetismo na natureza. A origem do magnetismo só foi compreendida no início do século XX com o desenvolvimento da mecânica quântica. A primeira descrição veio com o modelo atômico de Bohr em 1913 [3]. Neste modelo, os elétrons orbitam o núcleo atômico em órbitas específicas de acordo com a regra de quantização do momento angular. Dessa forma, os elétrons possuem um momento de dipolo magnético, com isso, os átomos agem como pequenos ímãs e essa propriedade dá origem aos fenômenos de paramagnetismo e de diamagnetismo. Entretanto, esse modelo não descreve completamente a origem do magnetismo na matéria, pois ele não contem-

pla uma outra propriedade intrínseca e fundamental das partículas, e em particular do elétron, que é o *spin*.

O spin é um tipo de momento angular intrínseco às partículas e é estritamente quântico, não possuindo nenhum análogo clássico. A primeira evidência experimental foi o experimento de Stern-Gerlach em 1922 [4], embora na época não fosse certo que os resultados desse experimento eram provenientes do spin dos elétrons. Ainda na mesma década, as primeiras formulações da mecânica quântica estavam sendo desenvolvidas por W. Heisenberg [5] e E. Schrödinger [6], e com elas, veio o entendimento da natureza quântica do magnetismo na matéria. O spin dos elétrons faz com que eles possuam um momento magnético de spin intrínseco e independente do momento magnético proveniente do momento angular orbital dos elétrons. Esses momentos magnéticos de spin podem interagir com um campo magnético externo, mas também interagem entre si através da interação de troca [7], dando origem às fases ferromagnética e antiferromagnética da matéria [8].

Como os elétrons possuem um momento magnético de spin, sua interação com a magnetização de um material ferromagnético depende de sua orientação de spin. Dessa forma, elétrons com spin *up* e spin *down* sofrem espalhamentos diferentes ao passar pelo material devido à diferença na densidade de estados dos portadores com spin *up* e spin *down*. Isso foi descrito por N. F. Mott em 1936 [9] e estendido por E. C. Stoner em 1938 [10] e foi a primeira previsão teórica do efeito do spin do elétron no transporte eletrônico em materiais ferromagnéticos. Além disso, também foi a primeira descrição levando em conta os aspectos quânticos para o efeito de magnetorresistência anisotrópica observado por Lord Kelvin em 1857 [11].

Apesar do modelo teórico para a influência do spin dos elétrons no transporte eletrônico ter sido elaborado na década de 1930, foi só na década de 1980 que começou-se a explorar de forma direta esse efeito. Isso porque na eletrônica convencional o tamanho dos condutores e componentes eletrônicos é maior do que o livre caminho médio dos portadores de carga, e com isso eles perdem sua informação de spin durante o transporte. Foi só no final da década de 1970 e início da década de 1980, com o aperfeiçoamento das técnicas experimentais de fabricação de filmes finos, como o aperfeiçoamento da técnica de *magnetron sputtering* e o desenvolvimento da epitaxia por feixe molecular (MBE) que a fabricação de filmes finos monocristalinos com espessura na escala de unidades de nanômetros se tornou possível .

Os filmes finos produzidos por essas técnicas possibilitaram o descobrimento do efeito de magnetorresistência gigante (GMR) na segunda metade da década de 1980. Esse efeito foi descoberto de forma independente por Albert Fert [12] e Peter Gruber [13] em 1988 e 1989,

respectivamente. A GMR revolucionou a tecnologia de armazenamento de dados digitais e deu início a uma nova área do magnetismo, conhecida hoje como *spintrônica*, que no início tinha como foco de estudo a geração e manipulação de correntes elétricas spin polarizadas, que por sua vez são correntes elétricas cujo número de portadores com spin up e spin down é diferente e, portanto, são correntes que transportam carga elétrica e momento angular de spin.

No início do século XXI surgiram grandes avanços na spintrônica devido à descoberta das correntes puras de spin com a descoberta de fenômenos como: efeito Hall de spin (SHE) [14, 15], o efeito de bombeamento de spin (*spin pumping*) [16], efeito spin Seebeck (SSE) [17, 18] e o efeito de injeção de spin não local [19, 20]. Esses efeitos possibilitaram a geração e detecção de correntes puras de spin, que são correntes que transportam momento angular de spin sem o transporte de carga elétrica. Em particular, a técnica de injeção não local de correntes de spin tem despertado bastante interesse devido ao seu alto potencial de aplicação tecnológica, pois essas estruturas podem ser utilizadas para a fabricação de transistores de spin. Isso possibilita a fabricação de circuitos lógicos baseados em correntes puras de spin, que são potenciais candidatos para computação baseada em correntes de spin, podendo substituir a computação convencional que está atingindo um platô de desenvolvimento devido ao limite físico de miniaturização dos transistores convencionais [21–24].

Essa técnica é baseada em uma nanoestrutura denominada válvula de spin lateral (LSV), composta por dois eletrodos ferromagnéticos (FM) nanométricos, conectados por um nanofio de material não magnético (NM) com baixo acoplamento spin-órbita. Uma corrente elétrica é injetada entre um nanoeletrodo (injetor) e uma extremidade do nanofio. Ao atravessar o material ferromagnético, a corrente elétrica se torna spin polarizada, gerando um acúmulo de spins na interface FM/NM. Isso resulta na propagação de uma corrente pura de spin através do nanofio por difusão. A corrente pura de spin é então injetada no segundo nanoeletrodo (coletor) FM, gerando uma diferença de potencial entre o coletor e o nanofio, que depende do estado de magnetização tanto do injetor quanto do coletor. Dado que as LSVs são estruturas em escala nanométrica, a técnica de litografia por feixe de elétrons é necessária para sua fabricação.

Esta dissertação tem como objetivo a fabricação de válvulas de spin laterais utilizando litografia por feixe de elétrons e *magnetron sputtering*, com o intuito de utilizá-las no estudo das propriedades de transporte de correntes puras de spin em materiais com baixo acoplamento spin-órbita.

No segundo capítulo desta dissertação, será apresentado um modelo semi-clássico para a descrição das correntes de spin nessas estruturas. O terceiro capítulo aborda as técnicas expe-

rimentais empregadas tanto na fabricação das válvulas de spin laterais quanto nas metodologias de injeção, detecção e manipulação elétrica das correntes puras de spin nessas estruturas. No quarto capítulo, serão discutidos os resultados obtidos envolvendo a fabricação dessas estruturas, bem como os dados referentes à injeção elétrica e à detecção das correntes de spin a partir de medidas de magnetorresistência não local.

Finalmente, no quinto capítulo, serão apresentadas as conclusões derivadas dos resultados obtidos, além das perspectivas para a continuidade das pesquisas envolvendo as válvulas de spin laterais, produzidas integralmente nos laboratórios do Departamento de Física da Universidade Federal de Viçosa.

Capítulo 2

Aspéctos teóricos

Este capítulo tem como objetivo estabelecer as bases teóricas do fenômeno de correntes puras de spin em metais. Na seção 2.1, os operadores de momento angular orbital e de spin serão apresentados. Na seção 2.2 será feita uma breve introdução sobre a interação de troca e como ela gera os estados ferro e antiferromagnéticos da matéria. Na seção 2.3 será apresentado um modelo semi-clássico de difusão para correntes puras de spin em metais. E por fim, na seção 2.4 será apresentado o modelo de Valet-Fert para a geração e detecção de correntes puras de spin em válvulas de spin laterais.

2.1 Origem do magnetismo na matéria

Do ponto de vista microscópico, um elétron em um orbital atômico possui dois tipos de momento angular: orbital e de spin. Enquanto o momento angular orbital pode ser entendido a partir de modelos clássicos de eletrodinâmica, o momento angular de spin é uma propriedade estritamente quântica e não possui análogo clássico. Tanto o momento angular orbital quanto o de spin contribuem para a resposta magnética da matéria. Ambos produzem um momento magnético que, juntos, compõem o momento magnético total dos elétrons, responsável pela interação dos elétrons com um campo magnético. O momento magnético orbital pode ser descrito classicamente pelo vetor $\boldsymbol{\mu}$ dado por:

$$\boldsymbol{\mu} = -\frac{e}{2m_e}\mathbf{L} \quad (2.1)$$

onde e é a carga do elétron, m_e sua massa e \mathbf{L} o vetor momento angular. Dessa forma a interação de um momento magnético orbital com um campo magnético externo \mathbf{B} é dada por:

$$U = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \quad (2.2)$$

Entretanto, essa relação é puramente clássica e não contempla completamente a origem do magnetismo, pois ela não inclui o momento magnético de spin. Para isso, precisamos de uma descrição quântica. Portanto é interessante começar com uma descrição quântica do momento angular orbital, antes de introduzir o spin. O momento angular orbital é descrito em termos quânticos a partir do operador \hat{L} e sua álgebra é completamente descrita pelas relações de comutação e equação de autovalores e autovetores de suas componentes. As relações de comutação das componentes dos operadores \hat{L} e \hat{L}^2 são dadas por:

$$[\hat{L}_i, \hat{L}_j] = i\hbar\epsilon_{ijk}\hat{L}_k \quad (2.3)$$

$$[\hat{L}_z, \hat{L}^2] = 0 \quad (2.4)$$

onde \hbar é a constante de Plank reduzida e i, j, k os índices do tensor de Levi-Civita associados as componentes i, j, k do momento angular orbital. Como o \hat{L}^2 e \hat{L}_z comutam, eles possuem a mesma base, representada pelo ket $|l, m\rangle$, sendo l o número quântico orbital e m o número quântico magnético. Com isso, equações de autovalores e autovetores para \hat{L}^2 e a componente z de \hat{L} são dadas por:

$$\hat{L}^2 |l, m\rangle = \hbar l(l+1) |l, m\rangle \quad (2.5)$$

$$\hat{L}_z |l, m\rangle = \hbar m |l, m\rangle \quad (2.6)$$

onde nesta representação é assumido que o eixo z é o eixo de quantização do momento angular. Dessa forma, o momento magnético orbital pode ser obtido substituindo o vetor \mathbf{L} na equação 2.1 pelo operador momento angular orbital \hat{L} . Com isso temos:

$$\hat{\mu}_l = -\frac{e}{2m_e}\hat{L} \quad (2.7)$$

Embora o momento angular de spin seja uma propriedade estritamente quântica, sua álgebra é a mesma do operador momento angular. Isso porque o momento angular orbital é descrito pela álgebra de Lie referente ao grupo SO(3) (grupo ortogonal especial de dimensão 3) e o momento angular de spin é descrito pela álgebra de Lie do grupo SU(2) (grupo unitário especial de dimensão 2), denotadas so(3) e su(2) respectivamente. Essas duas álgebras são isomorfas, e portanto existe um mapa que leva os elementos de so(3) em su(2) [25]. Isso faz com que as relações de comutação entre o momento angular orbital e de spin sejam análogas. Portanto, as relações de comutação para o momento angular de spin são dadas por:

$$[\hat{S}_i, \hat{S}_j] = i\hbar\epsilon_{ijk}\hat{S}_k \quad (2.8)$$

$$[\hat{S}^2, \hat{S}_z] = 0 \quad (2.9)$$

e as equações de autovalor e autovetor para \hat{S}^2 e \hat{S}_z são dadas por:

$$\hat{S}^2 |s, m_s\rangle = \hbar s(s+1) |s, m_s\rangle \quad (2.10)$$

$$\hat{S}_z |s, m_s\rangle = \hbar m_s |s, m_s\rangle \quad (2.11)$$

Portanto, o momento magnético total de um elétron com momento angular orbital e de spin não nulo é a soma dos momentos magnéticos angular e orbital e é dado por [26]:

$$\hat{\mu}_{tot} = \hat{\mu}_l + \hat{\mu}_s = -\frac{e}{2m_e} (\hat{L} + g_e \hat{S}) \quad (2.12)$$

onde g_e é o fator de Landé e \hat{S} é o operador de spin.

2.2 Interação de Troca

Os estados ferro e antiferromagnéticos da matéria possuem origem fundamentalmente quântica, pois eles têm como origem a interação entre os spins dos átomos que compõem a rede cristalina dos materiais. Essa interação é conhecida como interação de troca, ou interação de Heisenberg. O modelo para explicar os ordenamentos ferro e antiferromagnéticos foi proposto por W. Heisenberg em 1928 [7]. A hamiltoniana que descreve essa interação é dada por:

$$\hat{H} = - \sum_{\langle i,j \rangle} J_{i,j} (\hat{S}_i \cdot \hat{S}_j) \quad (2.13)$$

onde \hat{S}_i é o operador de spin do i -ésimo sítio e $J_{i,j}$ é a constante de troca entre os sítios i e j .

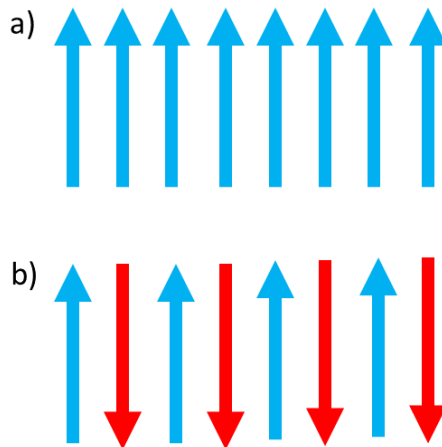


Figura 2.1 – Ilustração de um sistema de spins unidimensional. a) Ordenamento ferromagnético ($J > 0$). b) Ordenamento antiferromagnético ($J < 0$).

O sinal da constante J determina a natureza do ordenamento. Se $J > 0$, a energia do sistema é minimizada quando $(\hat{S}_i \cdot \hat{S}_j) > 0$, ou seja, quando os spins estão alinhados na mesma

direção (figura 2.1 a). Esse ordenamento é conhecido como ordenamento ferromagnético e, com isso, o sistema apresenta uma magnetização espontânea mesmo na ausência de um campo magnético externo. No caso onde $J < 0$, o sistema tem sua energia minimizada quando $(\hat{S}_i \cdot \hat{S}_j) < 0$, ou seja, o spin do sítio i se alinha antiparalelamente ao spin do sítio j (figura 2.1 b). Neste caso, o ordenamento é dito antiferromagnético e o material apresenta uma magnetização resultante nula.

Ambos os estados magnéticos são altamente influenciados pela temperatura do sistema e existem abaixo de uma temperatura crítica. Essa temperatura recebe o nome de temperatura de Curie [27] para os materiais ferromagnéticos e temperatura de Néel [28] para os antiferromagnéticos.

2.3 Correntes puras de spin em metais

Um conceito central em spintrônica são as correntes puras de spin, que são correntes que transportam momento magnético de spin sem o transporte de carga elétrica. Esse conceito foi introduzido pela primeira vez por Silsbee e colaboradores na década de 1980 [19, 29], mas só na década de 1990 é que a importância desse conceito foi compreendida devido às novas descobertas de fenômenos spintrônicos [30].

As correntes puras de spin se manifestam tanto em materiais isolantes quanto metálicos. No caso dos materiais isolantes, as correntes de spin são magnônicas, ou seja, são propagadas por ondas de spin cuja quantização são os mágnons [31]. No caso de metais, as correntes puras de spin são eletrônicas, ou seja, se propagam através de elétrons da banda de condução. Nesta seção, serão discutidos os fundamentos de correntes puras de spin em metais.

Uma corrente elétrica convencional fluindo em um material não magnético sob a ação de um campo magnético externo possui a mesma densidade de portadores com spin *up* e spin *down*. Dessa forma existe um transporte de carga elétrica sem transporte de momento magnético de spin (figura 2.2 a). No caso de uma corrente spin polarizada, ou seja, com um desbalanço entre a densidade de estados de elétrons com spin *up* e *down*, existe um fluxo tanto de carga elétrica quanto de momento angular de spin (figura 2.2 b). Outra possibilidade para o transporte eletrônico em metais são as correntes puras de spin, que ocorrem quando elétrons com spin opostos se propagam em direções opostas. Dessa forma, existe um transporte de momento angular de spin sem o transporte efetivo de carga elétrica (figura 2.2c)

As correntes elétricas spin-polarizadas podem ser obtidas ao passar uma corrente elétrica

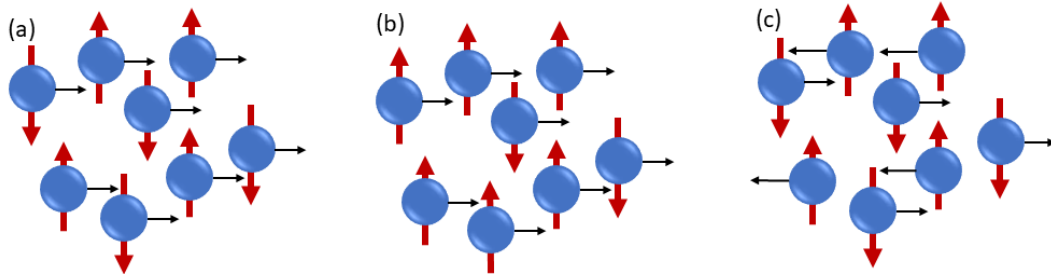


Figura 2.2 – Ilustração dos diferentes tipos de correntes eletrônicas. As setas vermelhas representam a orientação de spin dos elétrons e as setas pretas sua direção de propagação. a) Corrente de carga. b) Corrente spin-polarizada. c) Corrente pura de spin.

não polarizada por um material ferromagnético (FM), que atua como a camada polarizadora. O processo está ilustrado na figura 2.3 [32]. Esse método envolve dois processos de espalhamento spin-dependentes, sendo eles o espalhamento de interface e de *bulk* [33].

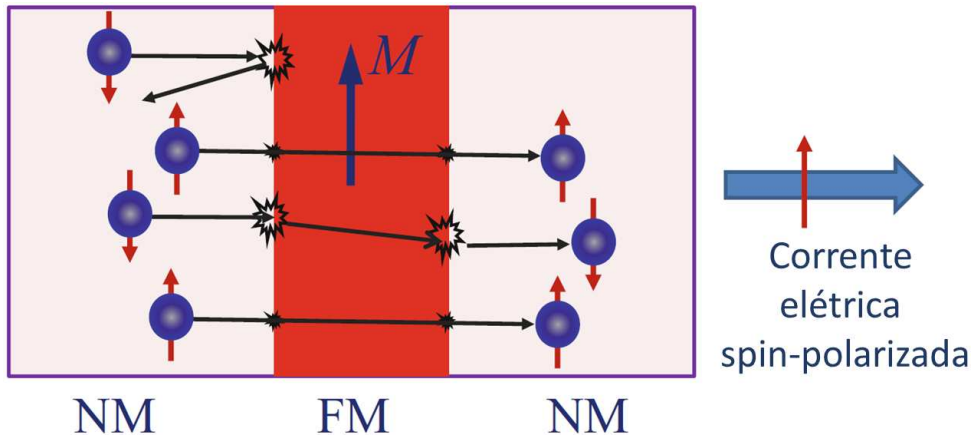


Figura 2.3 – Ilustração do processo de geração de correntes elétricas spin-polarizadas utilizando uma tricatada NM/FM/NM. Figura retirada e adaptada de [32].

Para compreender o processo por trás do espalhamento spin-dependente, precisamos olhar para a estrutura de bandas de um material ferromagnético condutor. Devido à natureza fermiônica dos elétrons, eles obedecem ao princípio de exclusão de Pauli [34]. Em um metal com elétrons livres com energia $\epsilon(k)$ à temperatura T , a ocupação dos estados de energia é dada pela distribuição de Fermi-Dirac [35,36]:

$$f(\epsilon, T) = \frac{1}{e^{(\epsilon - \mu_c)/K_B T} + 1} \quad (2.14)$$

onde μ_c é o potencial eletroquímico e K_B a constante de Boltzmann. Em $T = 0$, a equação 2.14 possui um comportamento de uma função degrau, ou seja, $f(\epsilon < \mu_c, T = 0) = 1$ e $f(\epsilon > \mu_c, T = 0) = 0$. Portanto, em $T = 0$, $\mu_c = \epsilon_f$, onde ϵ_f é a energia de Fermi, definida como a energia do estado quântico ocupado de maior energia em $T = 0$. Entretanto, para $T \neq 0$ alguns elétrons do

nível de Fermi são termicamente excitados para estados com $\epsilon > \epsilon_f$, e dessa forma a equação 2.14 possui um pequeno desvio do comportamento discreto de uma função degrau quando $K_B T$ é próximo de ϵ_f . O número de elétrons com energia ϵ é dado por [32]:

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} N(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon \quad (2.15)$$

onde $N(\epsilon)$ é a densidade de estados e $N(\epsilon)d\epsilon$ é o número de elétrons por unidade de volume com energia entre ϵ e $\epsilon + d\epsilon$. Na condição de bandas de energia parabólicas e assumindo um regime de baixas temperaturas, a densidade de estados é $N_\epsilon \propto \epsilon^{\frac{1}{2}}$. Considerando agora o spin dos elétrons, deve-se considerar duas bandas de condução, uma para elétrons com spin *up* e outra para elétrons com spin *down* [10], pois a interação de troca tem um papel fundamental na energia das bandas de condução em um material ferromagnético. Como a interação de troca ocorre entre os spins dos átomos que compõem o material FM e os spins dos elétrons da corrente elétrica, ela depende da direção dos spins desses elétrons. Consequentemente, a energia das bandas de condução de spin *up* e de spin *down* são diferentes [10]. No caso de materiais não magnéticos, a energia das bandas de spin *up* e *down* são iguais. A figura 2.4 mostra a curva da energia em função da densidade de estados para os elétrons com spin *up* ($N_\uparrow(\epsilon)$) e spin *down* ($N_\downarrow(\epsilon)$) para materiais não magnéticos (figura 2.4a) e ferromagnéticos (figura 2.4b).

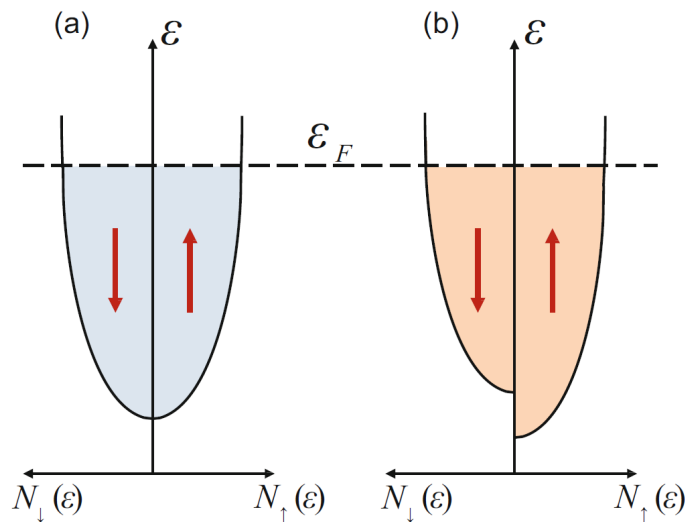


Figura 2.4 – Curva da energia das bandas de condução de spin *up* e *down* em função da densidade de estados. A linha tracejada indica o nível de Fermi. a) Materiais não magnéticos. b) Materiais ferromagnéticos. Figura retirada e adaptada de [32].

Quando elétrons fluem de uma camada NM para uma camada FM, os elétrons da banda de spin *down* passam para a banda de spin *up* de forma a preencher o nível de Fermi, fazendo com que a corrente fique com um número maior de elétrons com spin *up*. Esse mecanismo

resulta em uma corrente elétrica spin-polarizada, onde a polarização é definida a partir da assimetria na densidade de estados na energia de Fermi e é dada por [32]:

$$P = \frac{N_{\uparrow}(\epsilon_F) - N_{\downarrow}(\epsilon_F)}{N_{\uparrow}(\epsilon_F) + N_{\downarrow}(\epsilon_F)} \quad (2.16)$$

Para entender as correntes puras de spin em metais, uma primeira análise é feita considerando elétrons "sem spin", e posteriormente a contribuição do spin será adicionada nas equações de continuidade a partir da diferença nas bandas de condução para os elétrons com spin *up* e *down* descritas anteriormente.

Das equações 2.14 e 2.15 tem-se que, se a densidade de elétrons n sofre um aumento de δn , então o potencial eletroquímico μ_c aumenta $\delta\mu_c$ tal que:

$$\delta\mu_c = \frac{\delta n}{N(\epsilon_F)} \quad (2.17)$$

Se uma diferença de potencial é aplicada nas extremidades do metal, surge um campo elétrico E que exerce uma força eE nos elétrons livres presentes no metal, surgindo uma densidade de corrente J dada por:

$$J = \sigma E \quad (2.18)$$

onde $\sigma = ne\tau/m^*$ é a condutividade elétrica do material, e é o módulo da carga do elétron, m^* é a massa efetiva dos portadores e τ o tempo médio entre colisões sucessivas dos elétrons. Além do movimento dos elétrons devido a diferença de potencial, também existe o movimento devido a diferença espacial na densidade de elétrons, que é chamada corrente de difusão, e é descrita pela equação de difusão dada por:

$$\frac{\partial n(\mathbf{r},t)}{\partial t} = D\nabla^2 n(\mathbf{r},t) \quad (2.19)$$

onde D é o coeficiente de difusão e $n(\mathbf{r},t)$ é a densidade de elétrons na posição \mathbf{r} no tempo t . Devido a conservação de carga, a corrente de difusão J_{dif} deve satisfazer a equação de continuidade da carga, ou seja:

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r},t)}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{J}_{dif}(\mathbf{r},t) \quad (2.20)$$

onde $\rho(\mathbf{r},t) = en(\mathbf{r},t)$ é a densidade de carga. A partir das equações 2.19 e 2.20, obtemos a seguinte expressão para a densidade de carga de difusão:

$$\mathbf{J}_{dif}(\mathbf{r},t) = -eD\nabla n(\mathbf{r},t). \quad (2.21)$$

Assim, a corrente elétrica total que flui por um metal é a soma da corrente proveniente da diferença de potencial e da corrente de difusão. A corrente total é então dada por:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r},t) = \sigma \mathbf{E} - eD\nabla n(\mathbf{r},t). \quad (2.22)$$

O potencial elétrico ϕ muda o potencial eletroquímico de μ_c para $\mu = \mu_c + e\phi$. Utilizando esta expressão junto com $\mathbf{E} = -\nabla\phi$, obtemos uma relação entre o potencial eletroquímico e o campo elétrico dada por:

$$\nabla\mu = -e\mathbf{E} + \frac{\nabla n}{N(\epsilon_F)} \quad (2.23)$$

Se $\nabla\mu = 0$, retornamos com a expressão da densidade de corrente dada por:

$$\mathbf{J} = \left[\sigma - e^2 DN(\epsilon_F) \right] \mathbf{E} \quad (2.24)$$

Essa densidade de corrente deve ser igual a zero no equilíbrio. Isso nos leva à relação de Einstein, dada por [37]:

$$\sigma = e^2 DN(\epsilon_F) \quad (2.25)$$

Substituindo as equações 2.23 e 2.24 na equação 2.22 da densidade de corrente e, combinando com a equação 2.25, obtemos a densidade de corrente em função do potencial químico, dada por:

$$\mathbf{J} = \frac{\sigma}{e} \nabla\mu \quad (2.26)$$

Considerando agora os estados de spin $\sigma = \uparrow, \downarrow$, seja μ_σ e σ_σ o potencial eletroquímico e a condutividade para cada um dos canais de spin respectivamente. Com isso, a densidade de corrente de carga \mathbf{J}_σ referente a cada canal de spin σ é dada por:

$$\mathbf{J}_\sigma = \frac{\sigma_\sigma}{e} \nabla\mu_\sigma \quad (2.27)$$

Portanto, é possível definir formalmente correntes de carga e correntes puras de spin a partir da equação 2.27. A densidade de carga é definida por $\mathbf{J}_C = (\mathbf{J}_\uparrow + \mathbf{J}_\downarrow)$ e a densidade de corrente de spin é definida como $\mathbf{J}_S = (\mathbf{J}_\uparrow - \mathbf{J}_\downarrow)$. As expressões para \mathbf{J}_C e \mathbf{J}_S em função dos potenciais químicos são dadas por:

$$\mathbf{J}_C = \frac{1}{e} \nabla (\sigma_\uparrow \mu_\uparrow + \sigma_\downarrow \mu_\downarrow) \quad (2.28)$$

$$\mathbf{J}_S = \frac{1}{e} \nabla (\sigma_\uparrow \mu_\uparrow - \sigma_\downarrow \mu_\downarrow) \quad (2.29)$$

onde σ_{\uparrow} e σ_{\downarrow} são as condutividades para os elétrons de spin *up* e *down* respectivamente. Como em metais não magnéticos não ocorre o desbalanço das bandas de condução dos elétrons com spin *up* e *down*, a condutividade é a mesma para ambos os estados de spin. Com isso, a densidade de corrente de spin em um metal não magnético é dada por:

$$\mathbf{J}_S = \frac{\sigma_N}{2e} \nabla (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}) \quad (2.30)$$

onde σ_N é a condutividade do material não magnético. Definindo a acumulação de spin como $\mu_s = (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})/2$, a densidade de corrente de spin em um metal não magnético se torna:

$$\mathbf{J}_S = \frac{\hbar \sigma_N}{2e} \nabla \mu_s \quad (2.31)$$

onde o termo $\hbar/2$ foi introduzido para que a unidade da densidade de corrente de spin seja a unidade de momento angular. Uma observação importante sobre a equação 2.31 é que a direção da densidade de corrente de spin é a mesma do gradiente da acumulação de spin.

2.4 Correntes puras de spin em válvulas de spin laterais

A geração e detecção de correntes puras de spin nas LSV's podem ser entendidas a partir de um modelo semi-clássico unidimensional de difusão de spin [38, 39] introduzido na seção 2.3. Nesta seção, o modelo de corrente de spin difusiva será aplicado para as estruturas de válvulas de spin laterais.

Na maioria dos casos, incluindo as estruturas apresentadas neste trabalho, os eletrodos ferromagnéticos são constituídos de Permalloy ($\text{Py}=\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$), que por sua vez possui comprimento de difusão de spin muito baixo ($\lambda_{\text{Py}} \approx 5 \text{ nm}$ [40, 41]). Por outro lado, o material não magnético utilizado para o nanofio, por onde a corrente de spin se propaga, deve ter baixo acoplamento spin-órbita e um comprimento de difusão de spin na faixa de centenas de nanômetros. Isso porque a distância L entre os eletrodos deve ser da ordem do comprimento de difusão de spin do material não magnético e, a técnica de litografia por feixe de elétrons é limitada a uma resolução de algumas dezenas de nanômetros. A figura 2.5 mostra uma ilustração da estrutura das LSV's, onde w_{FM1} e w_{FM2} representam a largura dos eletrodos ferromagnéticos, w_{NM} representa a largura do nanofio não magnético e L é a distância entre os eletrodos. A origem do sistema é definida no centro do eletrodo FM1 (injetor).

A densidade de corrente elétrica injetada no injetor (FM1) depende do canal de spin σ [9] e do gradiente da densidade de elétrons fora do equilíbrio δn_{σ} , uma vez que a corrente

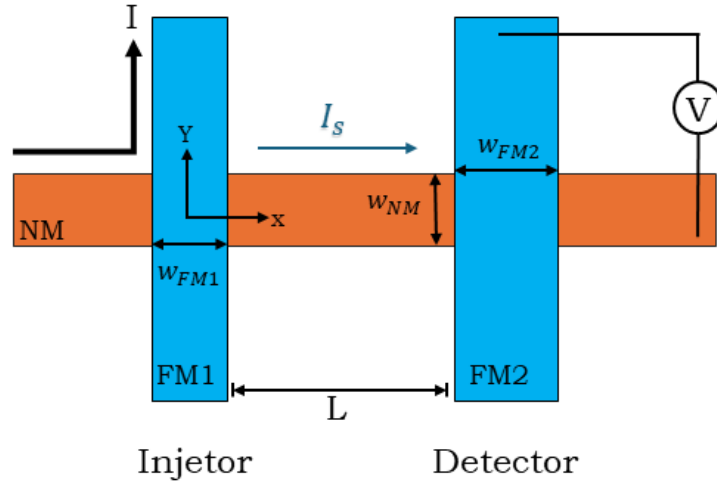


Figura 2.5 – Ilustração de uma válvula de spin lateral. As barras azuis representam os eletrodos ferromagnéticos, sendo FM1 o injetor e FM2 o coletor. A barra laranja representa o nanofio não magnético.

elétrica é polarizada ao passar pelo FM1 pelo mecanismo discutido na seção 2.2. Portanto, a densidade de corrente é dada por:

$$\mathbf{J}_\sigma = \sigma_\sigma \mathbf{E} - e D_\sigma \nabla \delta n_\sigma \quad (2.32)$$

onde σ_σ é a condutividade elétrica do injetor, cujo subíndice referente ao canal de spin é σ ($\sigma = \uparrow$ ou \downarrow), \mathbf{E} é o campo elétrico, e a carga do elétron e D_σ a constante de difusão referente ao canal de spin σ . A densidade de elétrons fora do equilíbrio pode ser descrita como:

$$\delta n_\sigma = N_\sigma \delta \epsilon_\sigma \quad (2.33)$$

onde N_σ corresponde à densidade de estados na sub-banda de spin σ e $\delta \epsilon_\sigma$ é o desvio do potencial químico spin-dependente com relação ao seu valor de equilíbrio. Além disso, a condutividade no canal sigma pode ser descrita pela seguinte expressão [9]:

$$\sigma_\sigma = e^2 N_\sigma D_\sigma \quad (2.34)$$

Substituindo 2.33 e 2.34 em 2.32 obtêm-se uma expressão para a densidade de corrente dada por:

$$\mathbf{J}_\sigma = -\frac{\sigma_\sigma}{e} \nabla \mu_\sigma \quad (2.35)$$

onde μ_σ é o potencial eletroquímico dado por:

$$\mu_\sigma = \epsilon_\sigma + e\phi \quad (2.36)$$

sendo ϕ o potencial eletrostático.

Como a densidade de corrente total é constante no tempo, o sistema pode ser aproximado por um sistema no estado estacionário, o que implica em $\partial\rho/\partial t = 0$. Portanto, a equação de continuidade da carga é dada por:

$$\nabla \cdot (\mathbf{J}_\uparrow + \mathbf{J}_\downarrow) = 0 \quad (2.37)$$

Por outro lado, a equação de continuidade para a corrente de spin é dada por [39]:

$$\nabla \cdot (\mathbf{J}_\uparrow - \mathbf{J}_\downarrow) = -\frac{e\delta n_\uparrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{e\delta n_\downarrow}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \quad (2.38)$$

onde $(\mathbf{J}_\uparrow - \mathbf{J}_\downarrow)$ representa a densidade de corrente de spin \mathbf{J}_S e $\tau_{\sigma\sigma'}$ é o tempo de transição de um elétron do estado σ para o estado σ' devido a efeitos de espalhamento. Substituindo a forma da densidade de corrente dada na equação 2.35 nas equações 2.37 e 2.38 obtemos as seguintes equações diferenciais para os potenciais eletroquímicos spin-dependente:

$$\nabla^2 (\sigma_\uparrow\mu_\uparrow + \sigma_\downarrow\mu_\downarrow) = 0 \quad (2.39)$$

$$\nabla^2 (\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) = \lambda^{-2} (\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) \quad (2.40)$$

com o comprimento de difusão de spin definido por $\lambda = \sqrt{D\tau_{sf}}$, onde $\tau_{sf}^{-1} = \frac{1}{2} (\tau_{\uparrow\downarrow}^{-1} + \tau_{\downarrow\uparrow}^{-1})$ e $D^{-1} = \frac{N_\uparrow D_\downarrow^{-1} + N_\downarrow D_\uparrow^{-1}}{N_\uparrow + N_\downarrow}$. Esse conjunto de equações vale tanto para os eletrodos ferromagnéticos (FM) quanto para o nanofio não magnético (NM), entretanto os parâmetros referentes ao material não magnético não dependem do estado de spin dos canais σ . Considerando que $\lambda_F \ll (t_N, t_F) \ll (w_F, w_N) \ll \lambda_N$ [39], podemos assumir que a distribuição da corrente de spin na interface FM/NM de área $S_j = w_F w_N$ é uniforme. Outra suposição que precisa ser feita é de que a queda no potencial eletroquímico dependente do spin é constante pela interface, cuja resistência é R_i . Com isso, a corrente na interface ($z = 0$) é dada por:

$$I_i^\sigma = \frac{G_i^\sigma}{e} (\mu_F^\sigma|_{z=0^+} - \mu_N^\sigma|_{z=0^-}) \quad (2.41)$$

onde $G_i = G_i^\uparrow + G_i^\downarrow = R_i^{-1}$ é a condutância da interface. O valor de G_i é o que define o tipo de interface a ser considerada. Para uma interface transparente (ôhmica), temos $G_i \rightarrow \infty$, implicando que o potencial eletroquímico é contínuo através da interface. No caso onde a interface é uma junção túnel, G_i é finito e portanto, existe uma descontinuidade do potencial químico na interface. A solução das equações 2.39 e 2.40 pode ser construída da seguinte forma [39]: como no material não magnético a espessura e a largura são muito menores do que o comprimento de difusão de spin, a variação do potencial eletroquímico ocorre apenas na

direção x (ver figura 2.5). Dessa forma, o potencial químico no material não magnético é dado por:

$$\mu_N^\sigma = \bar{\mu}_N + \sigma \delta \bar{\mu}_N \quad (2.42)$$

onde $\bar{\mu}_N = \frac{eI}{\sigma_N}x$ para $x < 0$ e $\bar{\mu}_N = 0$ para $x > 0$. Com isso, a variação de $\delta \mu_N$ é dada por:

$$\delta \mu_N = a_1 e^{-|x|/\lambda_N} + a_2 e^{-|x-L|/\lambda_N} \quad (2.43)$$

com a_1 sendo o deslocamento do potencial eletroquímico devido a injeção de spin do injetor FM1 no nanofio não magnético em $x = 0$ e a_2 o desvio devido a presença do coletor FM2 em $x = L$. Utilizando as equações 2.35 e 2.43, a densidade de corrente de spin $\mathbf{J}_S = \mathbf{J}_\uparrow - \mathbf{J}_\downarrow$ é:

$$\mathbf{J}_S = -\frac{\sigma_N}{e} \nabla \delta \mu_N \quad (2.44)$$

Portanto a corrente de spin que flui pelo nanofio NM na junção i é dada por:

$$I_i^S = 2 \frac{\sigma_N A_N}{e \lambda_N} a_i \quad (2.45)$$

onde $A_N = w_n t_N$ é a área de seção transversal do nanofio NM, sendo t_N sua espessura.

No caso dos eletrodos FM1 e FM2, temos $(t_{FM}, w_{FM}) \gg \lambda_{FM}$ [40, 41], portanto a separação das componentes spin-dependentes μ_{FM}^σ do potencial eletroquímico decai rapidamente na direção (z), portanto a solução próximo à interface ($0 < z \leq \lambda_{FM}$) é dada por:

$$\mu_{FM}^\sigma(z) = \bar{\mu}_{FM} + \sigma b_i \left(\frac{\sigma_{FM}}{\sigma_{FM}^\sigma} \right) e^{-z/\lambda_{FM}} \quad (2.46)$$

onde $\bar{\mu}_{FM} = (eI/\sigma_{FM}A_j)z + eV_1$ para o eletrodo FM1 e $\bar{\mu}_{FM} = eV_2$ para o FM2, V_1 e V_2 são, respectivamente, as diferenças de potencial ($\mu_{FM} - \mu_N$) nas interfaces 1 e 2, e b_i quantifica a eficiência da transferência de spin pela interface i ($i = 1, 2$) Utilizando a equação 2.46 junto com a equação de continuidade para a corrente de spin nas interfaces obtêm-se:

$$I_1^S = \alpha_{FM} I - 2 \left(\frac{\sigma_{FM} S_j}{e \lambda_{FM}} \right) b_1 \quad (2.47)$$

$$I_2^S = -2 \left(\frac{\sigma_{FM} S_j}{e \lambda_{FM}} \right) b_2 \quad (2.48)$$

onde $\alpha_{FM} = (\sigma_\uparrow - \sigma_\downarrow) / (\sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow)$ é a polarização da corrente elétrica nos eletrodos FM1 e FM2 e os coeficientes b_1 e b_2 quantificam a eficiência da transferência de spin nas interfaces 1 e 2 e são calculados a partir das condições de contorno. Note que a corrente que flui pelo eletrodo FM1 (injetor) possui uma componente relacionada à corrente elétrica spin-polarizada e um termo referente a corrente pura de spin (equação 2.47). Já a corrente que flui do nanofio

para o FM2 (coletor) não possui o termo referente à corrente elétrica spin-polarizada e, portanto, é uma corrente pura de spin.

A diferença de potencial V_2 detectada no coletor é a diferença de potencial entre a parte direita do nanofio e o detector FM2 ($V_2 = V_{NM} - V_{FM}$) para uma corrente injetada no FM1 I é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{V_2}{I} = & \pm 2\mathcal{R}_N e^{-L/\lambda_N} \prod_{i=1}^2 \left(\frac{P_J \mathcal{R}_i}{1 - P_J^2} + \frac{P_F \mathcal{R}_F^2}{1 - P_F^2} \right) \\ & \times \left[\prod_{i=1}^2 \left(1 + \frac{2\mathcal{R}_i}{1 - P_J^2} + \frac{2\mathcal{R}_F}{1 - P_F^2} \right) - e^{-2L/\lambda_N} \right] \end{aligned} \quad (2.49)$$

onde os sinais '+' e '-' correspondem, respectivamente, às configurações de alinhamento paralelo (P) e antiparalelo (AP) das magnetizações do injetor (FM1) e coletor (FM2). $\mathcal{R}_N = \rho_N \lambda_N / S_N$ e $\mathcal{R}_F = \rho_F \lambda_F / S_j$ são as resistências de spin do nanofio NM com área de seção transversal S_N e das junções $j = 1, 2$ com área S_j respectivamente. $P_j = |G_i^\uparrow - G_i^\downarrow| / G_i$ é a polarização de corrente interfacial e $\rho_N = \sigma_N^{-1}$ e $\rho_F = \sigma_F^{-1}$ as resistividades.

A diferença de potencial detectada no FM2 depende dos estados relativos de magnetização entre o injetor (FM1) e o detector (FM2). O sinal de spin V_s é definido por $V_s = (V_2^P - V_2^{AP})$ e decai exponencialmente com a distância L entre os eletrodos. A forma desse decaimento depende se as junções FM1/NM e FM2/NM são junções transparentes ôhmicas ($R_1, R_2 \ll \mathcal{R}_F$) ou junções túnel ($R_1, R_2 \gg \mathcal{R}_N$). Fazendo as seguintes aproximações [20, 39]:

$$\frac{\mathcal{R}_F}{\mathcal{R}_N} \approx 0,01; \quad \frac{\rho_F}{\rho_N} \approx 10; \quad \frac{\lambda_F}{\lambda_N} \approx 0,01; \quad \frac{S_N}{S_j} \approx 0,1$$

Podemos obter expressões para o sinal de spin V_s em função da distância L entre os eletrodos para os diferentes tipos de junções entre os eletrodos e o nanofio.

Para junções ôhmicas FM/NM/FM:

$$V_s = I \frac{4\alpha_F}{1 - \alpha_F} \mathcal{R}_N \left(\frac{\mathcal{R}_F}{\mathcal{R}_N} \right)^2 \frac{e^{-L/\lambda_N}}{1 - e^{-2L/\lambda_N}} \quad (2.50)$$

Para uma junção sendo túnel e a outra sendo ôhmica FM/I/NM/FM:

$$V_s = I \frac{2\alpha_F P_j}{1 - \alpha_F} \mathcal{R}_N \left(\frac{\mathcal{R}_F}{\mathcal{R}_N} \right)^2 e^{-L/\lambda_N} \quad (2.51)$$

Para junções túnel FM/I/NM/I/FM:

$$V_s = I P_j^2 \mathcal{R}_N e^{-L/\lambda_N} \quad (2.52)$$

Note que, no caso das junções túnel, a eficiência do transporte de spin do NM para o FM é maior, fazendo com que o decaimento do sinal V_s seja mais lento na estrutura com

junções túnel do que com junções ôhmicas. A figura 2.6 mostra como é o comportamento para o decaimento de V_s para os dois casos mencionados acima, e também para o caso onde apenas uma das junções é túnel e a outra é ôhmica.

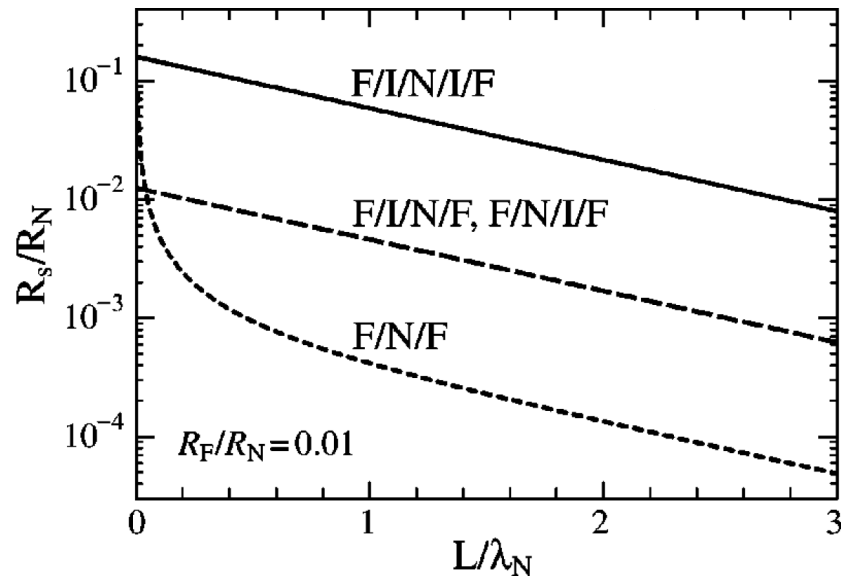


Figura 2.6 – Curva das equações 2.50, 2.51 e 2.52 mostrando a diferença no comportamento do decaimento para cada tipo de junção [39].

Capítulo 3

Técnicas Experimentais

Neste capítulo, serão apresentadas tanto as técnicas experimentais utilizadas na fabricação das válvulas de spin laterais, quanto as técnicas de medidas elétricas e magnéticas realizadas neste trabalho. Na seção 3.1 será discutida a técnica de *sputtering* para a fabricação de filmes finos. As seções 3.2 e 3.3 tratam, respectivamente, dos princípios físicos e operacionais das técnicas de microscopia eletrônica de varredura e litografia por feixe de elétrons. Na seção 3.4 será apresentado o aparato experimental utilizado para as medidas elétricas, e por fim, na seção A, o ambiente de programação *labview* será discutido, no qual foi desenvolvido um programa para automação das medidas elétricas e magnéticas.

3.1 Deposição por evaporação catódica (Sputtering)

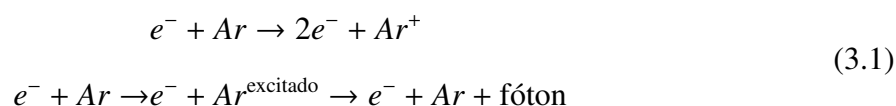
A deposição por evaporação catódica magneticamente assistida (magnetron-sputtering) é uma técnica consolidada na comunidade científica para fabricação de filmes finos com alta qualidade. Apesar de não ser uma técnica de deposição em alto vácuo ($10^{-10} - 10^{-11}$ torr), ela é bem versátil em relação à quantidade de materiais possíveis de serem depositados, tanto para deposição de metais, quanto de óxidos e isolantes. A técnica também permite a deposição de materiais em atmosferas reativas e pode ser utilizada para produção de filmes em larga escala.

A técnica de sputtering consiste em retirar átomos de um material de interesse (alvo), localizado no terminal negativo do sistema (cátodo), através de colisões inelásticas de íons de um gás inerte, e fazer com que os átomos ejetados sejam depositados em um substrato localizado no terminal positivo (ânodo). O primeiro relato de deposição por evaporação catódica foi feito por W. R. Grove em 1852 [42], que observou uma deposição de um filme contínuo no terminal positivo (ânodo) de sua montagem experimental onde estudava descargas luminosas em

gases sob alta tensão. Posteriormente, outros dois relatos de filmes depositados em montagens semelhantes foram feitos por M. Faraday e Plücker em 1854 e 1858, respectivamente [43, 44]. Entretanto, essa técnica só foi de fato consolidada na comunidade científica para fabricação de filmes finos em meados de 1960, em grande parte devido ao avanço na eletrônica e dos sistemas de vácuo. A consolidação dessa técnica e da técnica de Epitaxia de Feixe Molecular (MBE) tornou possível o grande avanço científico e tecnológico que começou em meados da década de 1970, pois isso tornou possível o estudo de propriedades spintrônicas em materiais, estudo de efeitos fundamentais em física de matéria condensada e a fabricação em larga escala de dispositivos semicondutores que, por sua vez, possibilitaram toda a computação como conhecemos hoje [30].

Um processo de deposição canônico por *sputtering* pode ser dividido em cinco etapas: (i) o processo se inicia com uma evacuação da câmara de deposição até atingir a pressão ideal para a deposição (10^{-7} torr). Esse processo consiste na retirada de todas as impurezas da câmara, como, por exemplo, moléculas de água e oxigênio provenientes do contato com a atmosfera. (ii) Após o processo de evacuação, é injetado um gás de trabalho inerte, para evitar qualquer interação indesejada do gás com a amostra. No caso do sistema de *sputtering* do departamento de física da UFV, o gás utilizado é o argônio (Ar). Os átomos de Ar se ionizam ao colidir com elétrons livres na câmara, gerando uma reação em cadeia. (iii) Uma diferença de potencial é aplicada nas imediações do alvo, fazendo com que os íons de Ar sejam acelerados na direção da superfície do alvo. Com as colisões, átomos do alvo são ejetados (*sputtering*), bem como novos íons de Ar são criados, estabelecendo-se um plasma. A diferença de potencial aplicada entre o cátodo e o ânodo pode ser DC ou AC, sendo, no último caso, em radiofrequência (RF). Para materiais condutores, a tensão DC é suficiente para iniciar o plasma, pois na superfície do alvo existe uma abundância de elétrons que potencializam a ionização do Ar e o processo de *sputtering*. Entretanto, para materiais isolantes, existe um número reduzido de cargas na superfície do alvo, o que desfavorece o processo de *sputtering*. Portanto, tensões RF são utilizadas para fabricar filmes de materiais isolantes, pois a tensão AC faz com que os elétrons livres sejam mantidos na superfície do alvo, favorecendo a ionização do Ar e, conseqüentemente, o plasma.

O processo de geração do plasma é descrito por [45]:



(iv) Em seguida, com o plasma estabilizado na câmara, é feito o processo de *pré-sputtering*, que consiste em fazer com que as colisões ocorram, mas sem deixar que os átomos do alvo cheguem

no substrato, o que é feito através de um prato obturador que separa o alvo do substrato. Esse processo tem como objetivo uma limpeza do alvo para retirar possíveis camadas de óxido que possam existir no alvo devido ao seu contato com o ambiente. (v) Por fim, é feito o processo de deposição, onde o prato obturador é aberto, e os átomos retirados do alvo atingem o substrato, formando assim o filme do material de interesse. A figura 3.1 ilustra o processo descrito acima.

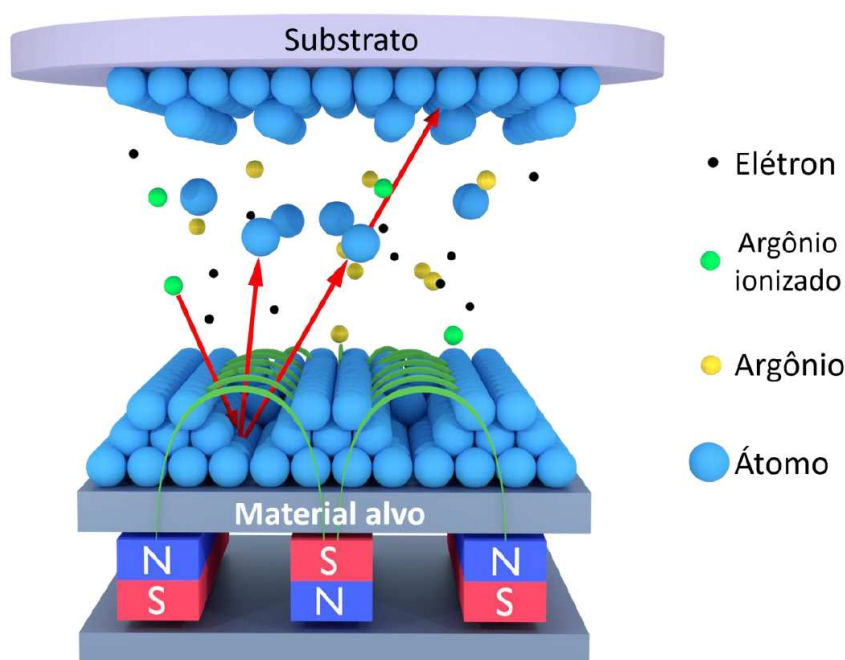


Figura 3.1 – Ilustração do processo de *magnetron-sputtering*. Figura retirada e adaptada de [45].

Na técnica de *magnetron-sputtering*, além da diferença de potencial utilizada para acelerar os íons, também existe um campo magnético estático estabelecido na superfície do alvo. Dessa forma, os íons e elétrons ficam sujeitos à força de Lorentz, devido à interação com o campo elétrico gerado pela diferença de potencial e ao campo magnético gerado por ímãs permanentes, aumentando assim a eficiência do plasma na região próxima ao alvo.

3.2 Microscopia eletrônica de varredura

A microscopia eletrônica é dividida em duas técnicas: microscopia eletrônica de varredura (SEM) e microscopia eletrônica de transmissão (TEM). Nesta dissertação, tanto as imagens quanto as litografias foram feitas utilizando a microscopia eletrônica de varredura e, portanto, esta é a técnica de microscopia que será discutida a seguir.

A resolução de uma imagem, ou seja, o tamanho mínimo que se é possível resolver um objeto, é diretamente proporcional ao comprimento de onda da radiação que se é utilizada

para fazer uma imagem. Na microscopia óptica, a radiação utilizada para fazer imagens é a luz visível, que por sua vez possui um comprimento de onda entre 400 e 700 nm, e com isso é possível resolver objetos até no máximo alguns micrômetros com os microscópios mais avançados [46]. Uma forma de contornar essa limitação é substituir os fótons na microscopia óptica por elétrons, cujo comprimento de onda pode chegar a 0,1 nm dependendo do potencial de aceleração aplicado [26]. Esse é o princípio básico dos microscópios eletrônicos e, com isso, é possível resolver objetos na ordem de unidades de nanômetros.

A coluna de um microscópio eletrônico é dividida em 4 partes, sendo elas a fonte emissora de elétrons, as lentes magnéticas, os detectores de elétrons e raios X, e o estágio que contém a amostra. Um esquema ilustrativo de um SEM está apresentado na figura 3.2.

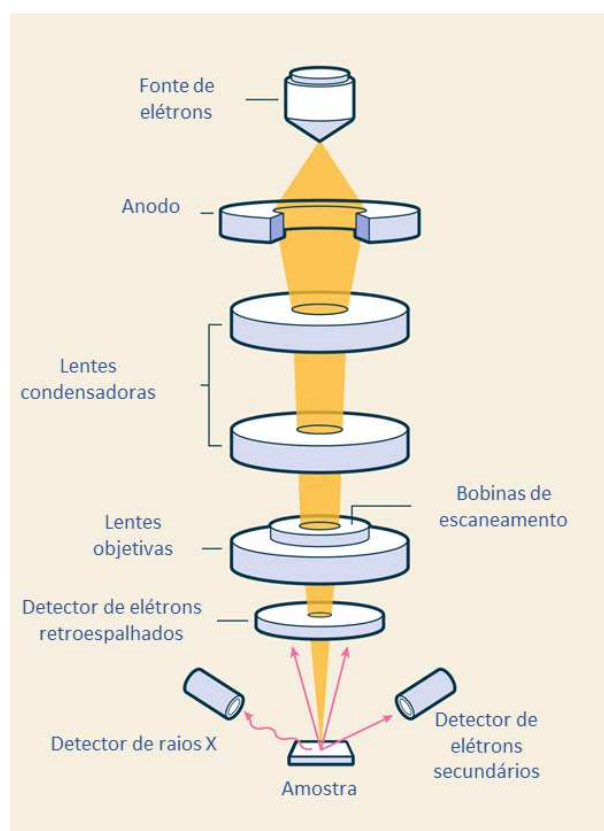


Figura 3.2 – Ilustração de um microscópio eletrônico de varredura. Figura retirada e adaptada de [47].

A fonte emissora em um microscópio eletrônico define, em grande parte, a resolução do equipamento. Isso porque o diâmetro inicial do feixe de elétrons depende do material e da geometria da fonte emissora. Os tipos mais comuns de fonte emissora são os filamentos de tungstênio (W), hexaboreto de lantânio (LaB_6) e os canhões de emissão de campo (FEG), que geralmente são feitos de tungstênio monocristalino. A figura 3.3 ilustra os três tipos de filamentos descritos anteriormente. Todas as imagens e litografias presentes neste trabalho

foram realizadas utilizando um TESCAN FEG-SEM da linha MIRA.

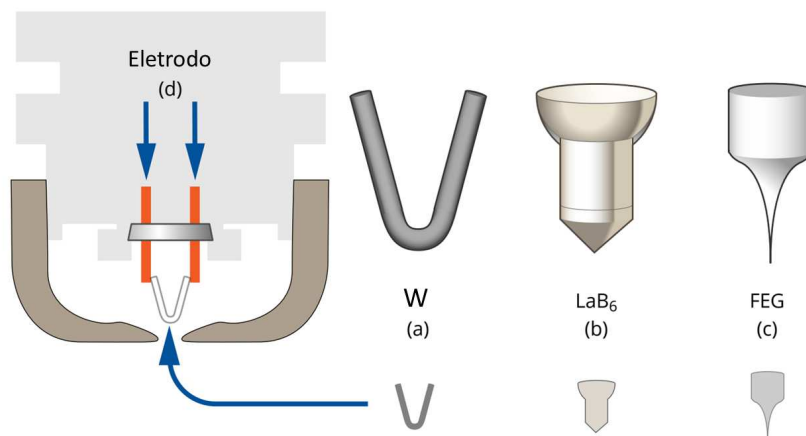


Figura 3.3 – Tipos de filamentos utilizados em um microscópio eletrônico. (a) Filamento de tungstênio. (b) Filamento de LaB₆. (c) FEG (canhão de emissão de campo). (d) Eletrodo de aquecimento dos filamentos. Figura retirada e adaptada de [47].

Os filamentos de tungstênio e hexaboreto de lantânio funcionam à base de emissão termiônica, ou seja, são aquecidos por uma corrente elétrica, fazendo com que elétrons sejam emitidos pelo filamento. Esses elétrons são acelerados verticalmente por uma diferença de potencial em direção à coluna do microscópio onde se encontram as lentes magnéticas. A geração de elétrons por emissão termiônica tem a vantagem de possuir menor custo e fácil manutenção. Entretanto, o diâmetro do feixe de elétrons que sai do filamento é da ordem de 10 a 100 μm [46], o que limita a resolução do equipamento.

O FEG (*field emission gun*) consiste em uma ponta com diâmetro da ordem de 50 nm feita de tungstênio monocristalino (100). Devido às dimensões do emissor, existe um acúmulo de cargas na extremidade da ponta [48], esses elétrons acumulados são então extraídos por um campo elétrico de alta intensidade ($\approx 10^7$ V/cm) e acelerados verticalmente na direção da coluna do microscópio. Para melhorar a eficiência da transferência de carga, o emissor é aquecido a uma temperatura de aproximadamente 1700 K, através de uma corrente elétrica de 2,2 A, reduzindo a função trabalho do material e, conseqüentemente, a barreira de potencial tunelada pelos elétrons. Dessa forma, o feixe inicial (antes de passar pelas lentes magnéticas) possui um diâmetro de 5 a 50 nm e com baixa dispersão, o que melhora a resolução e o brilho das imagens. Para reduzir a degradação do emissor e evitar contaminação, ele é mantido em ultra alto vácuo (10^{-11} torr). A figura 3.4 mostra imagens de um emissor de campo quente típico de tungstênio.

Após ser gerado, o feixe é acelerado por uma diferença de potencial chamada *electron*

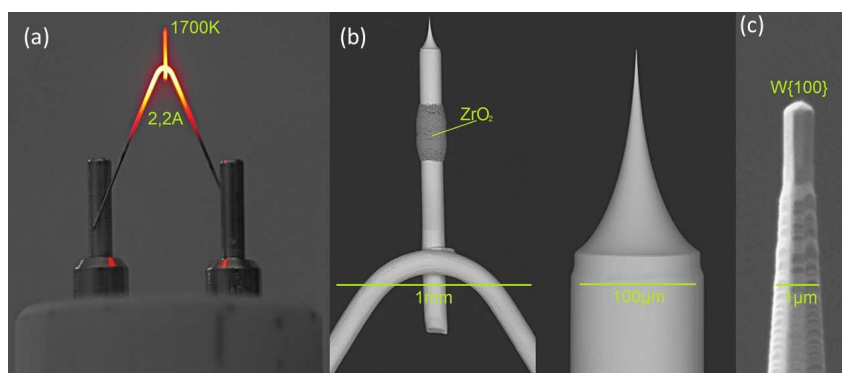


Figura 3.4 – Imagens ópticas e eletrônicas de um emissor de campo quente de tungstênio. (a) Imagem óptica de um FEG aquecido. (b) Imagem de SEM de um FEG, mostrando o reservatório de ZrO que é responsável por mitigar o superaquecimento da ponta. (c) Imagem de SEM da ponta de um FEG. Figura retirada e adaptada de [49].

high tension (EHT). O controle da tensão de aceleração é feito a partir da energia cinética dos elétrons que constituem o feixe, dada em eV. Em seguida, os elétrons passam por uma série de lentes magnéticas condensadoras (figura 3.5) que controlam o diâmetro do feixe através da força de Lorentz. Isso possibilita um controle preciso da trajetória dos elétrons que constituem o feixe, e permite que o diâmetro do feixe seja minuciosamente manipulado, sendo possível atingir de 0,5 a 2 nm de diâmetro ao atingir a amostra [46].

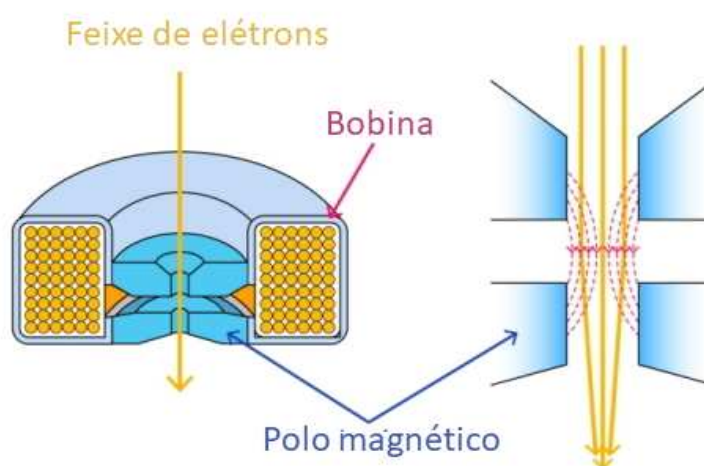


Figura 3.5 – Ilustração da colimação do feixe feita pelas lentes magnéticas. Figura retirada e adaptada de [47]

3.2.1 Interação feixe-amostra

A riqueza da técnica de microscopia eletrônica de varredura é devido às interações do feixe de elétrons com a amostra. Essas interações possibilitam não só a aquisição de imagens com resolução nanométrica, mas também diversas técnicas de espectroscopia que tornam

possível obter informações sobre a morfologia, composição e outras propriedades da amostra. Os principais mecanismos de interação estão representados na figura 3.6.

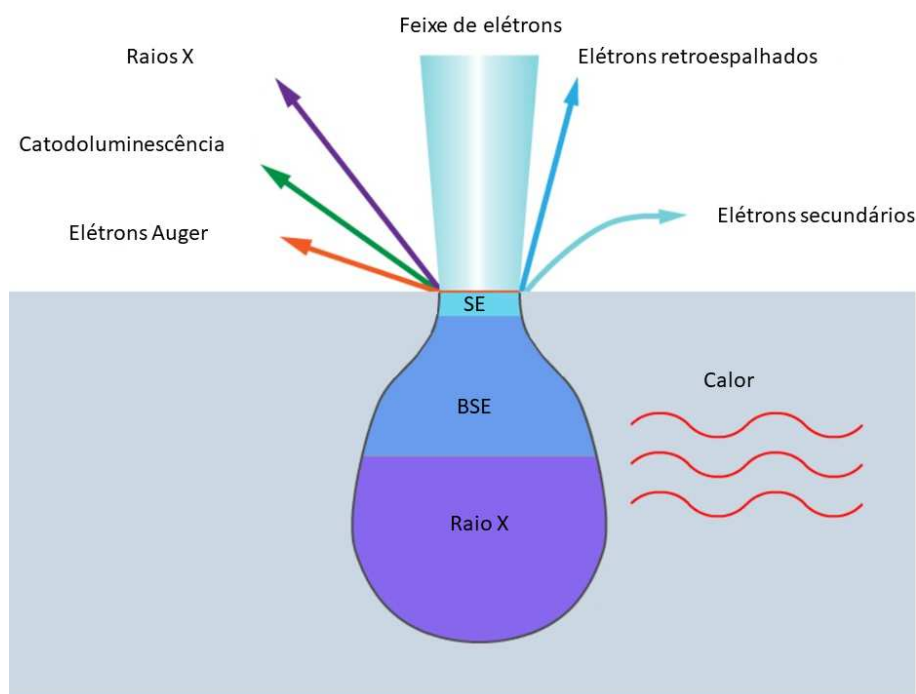


Figura 3.6 – Ilustração das diferentes interações que ocorrem entre o feixe de elétrons e a amostra. Figura retirada e adaptada de [47].

Elétrons secundários (SE)

Os elétrons secundários são gerados a partir da colisão inelástica entre os elétrons que compõem o feixe e os átomos da amostra. Durante a colisão, ocorre uma transferência de momento entre os elétrons do feixe e os elétrons das camadas mais externas dos átomos da amostra. Essas colisões são energéticas o suficiente para vencer o potencial de ligação dos elétrons com o seu núcleo atômico, fazendo com que esses elétrons sejam ejetados. Entretanto, a energia cinética dos elétrons secundários ejetados é da ordem de 50 eV [46] e, portanto, apenas os elétrons das camadas superficiais da amostra têm energia suficiente para chegar ao detector. Os elétrons secundários são usualmente utilizados na formação de imagem, pois eles fornecem informação sobre a superfície da amostra.

Elétrons retroespalhados (BSE) Os elétrons retroespalhados são provenientes das colisões elásticas entre o feixe e os átomos do material. Esses elétrons sofrem um espalhamento devido a interação com os átomos da amostra. Os elétrons retroespalhados são altamente energéticos, possuindo entre 50 e 100% da energia inicial do feixe. Dessa forma, esses elétrons possuem energia suficiente para escapar do *bulk* da amostra e chegar no detector. Além disso,

o potencial espalhador depende do número atômico dos átomos da amostra, fazendo com que mais ou menos elétrons cheguem no detector a depender do potencial espalhador. Dessa forma, os elétrons retroespalhados possibilitam fazer imagens onde o contraste é diferente para elementos diferentes (*BSE imaging*).

Raios X

Outra consequência das colisões inelásticas dos elétrons do feixe com os elétrons dos átomos da amostra é a emissão de raios X. Essas colisões fornecem energia suficiente para excitar os elétrons das camadas interiores dos átomos para um estado de maior energia. Ao decair para o estado inicial, esses elétrons emitem fótons com comprimento de onda na faixa de raios X. O número de fótons emitidos depende também do número atômico dos átomos e, a partir de uma contagem de fótons feita por um detector de raios X, é possível determinar quantitativamente a quantidade de um determinado elemento presente na amostra. Essa técnica é conhecida como *Energy Dispersive X-ray Spectroscopy* (EDS).

Elétrons Auger

São elétrons emitidos a partir do efeito Auger [50] que ocorre na superfície da amostra. A ejeção dos elétrons secundários pode ionizar os átomos da superfície da amostra. Dessa forma, ocorre um processo de relaxação onde elétrons das camadas mais externas decaem para estados de menor energia, preenchendo o orbital do elétron inicialmente ejetado. Entretanto, existe uma chance de que a energia do elétron excitado seja transferida para elétrons dos orbitais mais energéticos, fazendo com que um elétron seja ejetado. Esses elétrons ejetados são conhecidos como elétrons Auger e podem fornecer informação sobre a composição química da superfície da amostra. Essa técnica é conhecida como espectroscopia Auger.

Catodoluminescência

Além dos raios X emitidos pela amostra, o decaimento de um elétron que foi excitado pelo feixe para seu estado de energia inicial pode emitir um fóton com comprimento de onda na faixa da luz visível, a depender da energia de excitação. Esses fótons podem fornecer informações sobre propriedades ópticas e defeitos estruturais do material.

Calor

Parte da energia dos elétrons que compõem o feixe é perdida na forma de dissipação de calor, devido também as colisões inelásticas com os átomos do material. Essa é a principal fonte de degradação de amostras devido à interação da amostra com o feixe de elétrons, principalmente em casos onde a amostra é frágil (caso de amostras biológicas) ou isolante.

Além do número atômico dos átomos que constituem a amostra, outro fator que deter-

mina o comprimento de penetração na amostra é a energia do feixe. Quanto maior a energia dos elétrons, maior é a penetração do feixe na amostra. Isso impacta diretamente a imagem, pois, para energias maiores, uma porcentagem pequena dos elétrons retroespalhados pode ser detectada pelo detector de elétrons secundários, uma vez que os BSE's perdem energia conforme viajam pelo *bulk* do material. Isso ofusca a informação topográfica da amostra, uma vez que parte dos elétrons que atingem o detector carregam informação das camadas mais internas da amostra. A figura 3.7 mostra o efeito que a energia do feixe possui nas imagens.

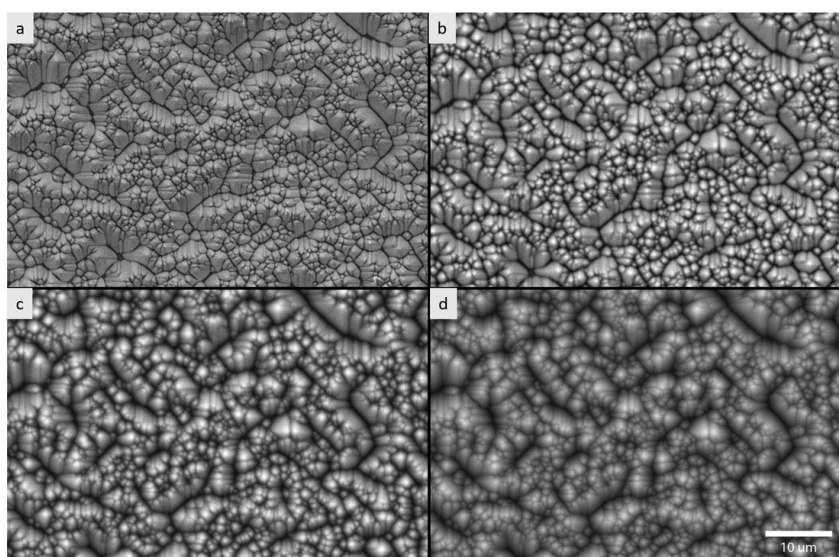


Figura 3.7 – Imagens de microscopia eletrônica de uma mesma amostra para diferentes energias do feixe. a) 5 eV; b) 10 eV; c) 15 eV; d) 20 eV. Figura retirada e adaptada de [47].

3.2.2 Formação de imagem

A formação de imagens na microscopia eletrônica de varredura é realizada a partir de uma contagem de elétrons feita pelo detector de elétrons secundários que, por sua vez, é processada por um computador. O contraste das imagens depende da topografia da amostra, pois o número de elétrons secundários que atingem o detector depende do ângulo entre o feixe e o ponto na amostra onde ele incide [46]. Já a resolução da imagem depende do diâmetro do feixe no ponto de incidência (*spot*), quanto menor o *spot* do feixe, maior a resolução de imagem, como está ilustrado na figura 3.8. A linha vermelha representa a resolução que o equipamento possui dependendo do tamanho do *spot* do feixe.

A corrente do feixe impacta diretamente no tamanho do *spot*. Uma corrente alta significa maior quantidade de elétrons por unidade de área, o que aumenta significativamente a área de interação do feixe com a amostra. Dessa forma, correntes menores fornecem melhor

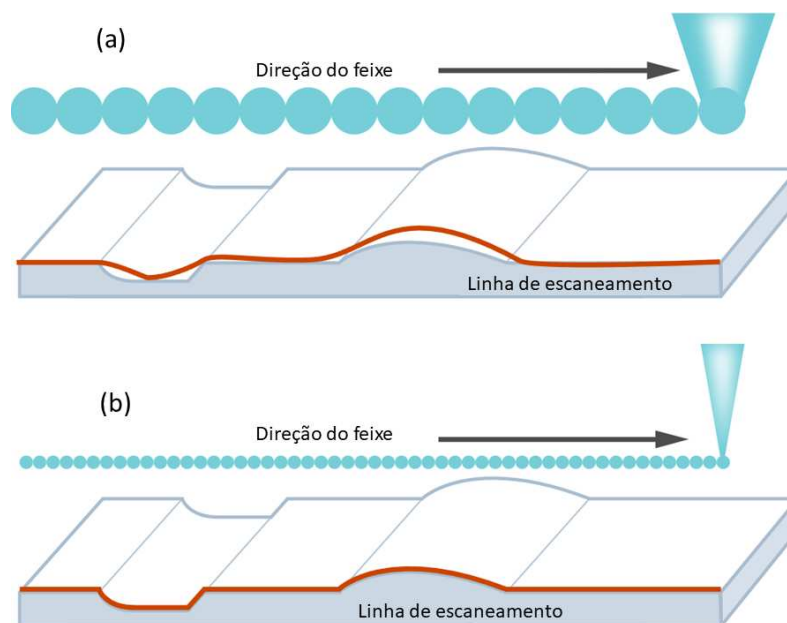


Figura 3.8 – Ilustração da relação entre o *spot* do feixe e a resolução de imagem. (a) *Spot* maior. (b) *Spot* menor. Figura retirada e adaptada de [47].

resolução de imagem. Entretanto, um menor número de elétrons excitando a amostra tem como consequência um número reduzido de elétrons atingindo o detector, diminuindo assim o brilho e o contraste da imagem. Além da corrente, a distância de trabalho (WD) também impacta diretamente o tamanho do *spot*: para um feixe com volume fixo, um WD muito pequeno aumenta a área de interação do feixe com a amostra, enquanto um WD grande gera dispersão do feixe antes de atingir a amostra. Essa distância de trabalho é definida como a distância entre o final da coluna do microscópio e a amostra, como mostra a figura 3.9.

De forma análoga à microscopia óptica, também existe o fenômeno de astigmatismo na microscopia eletrônica. Ele ocorre quando o feixe não está perfeitamente circular, o que causa uma distorção ou alongamento da imagem na direção vertical ou horizontal. A correção do astigmatismo é feita através de uma bobina na parte inferior da coluna do microscópio chamada estigmador, que faz o controle do formato do feixe, corrigindo o alongamento horizontal ou vertical. A figura 3.10 ilustra os efeitos de astigmatismo.

3.3 Litografia por feixe de elétrons

A litografia por feixe de elétrons (EBL) foi proposta por H. K. G. Treuting em 1965 [51] como aplicação direta da microscopia eletrônica de varredura. É uma técnica avançada de fabricação de padrões em escalas nanométricas, amplamente utilizada na produção de dispositivos eletrônicos, magnéticos e spintrônicos. Este método utiliza um feixe de elétrons focalizado

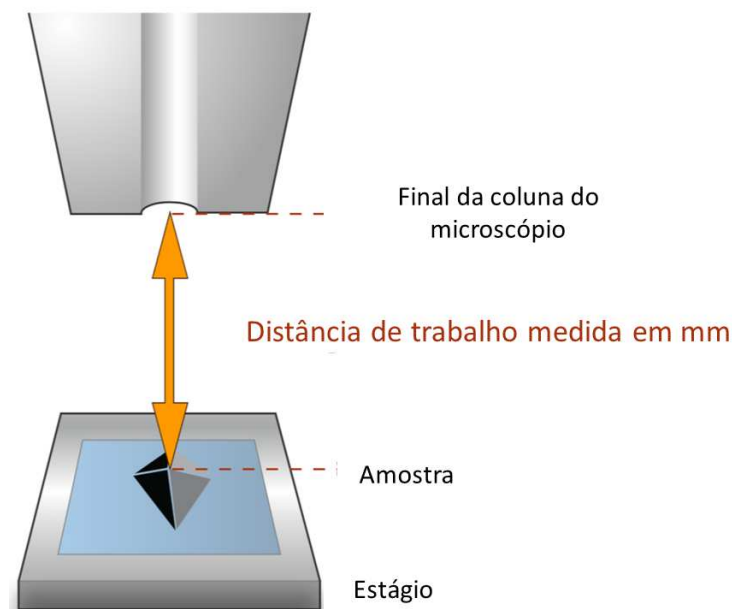


Figura 3.9 – Ilustração de como o WD é medido na operação de um SEM. Figura retirada e adaptada de [47].

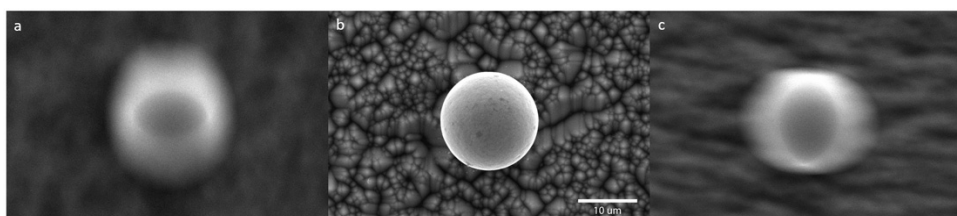


Figura 3.10 – Imagens de microscopia eletrônica de varredura demonstrando o efeito de astigmatismo. a) astigmatismo horizontal; b) astigmatismo corrigido; c) astigmatismo vertical. Figura retirada e adaptada de [47].

para escrever padrões diretamente em um material sensível à exposição (*resist*), oferecendo alta precisão e flexibilidade no desenho dos padrões. Nesta seção, será descrito o princípio de funcionamento e as etapas do processo de EBL de forma geral, os procedimentos e parâmetros utilizados na fabricação das válvulas de spin laterais presentes neste trabalho serão discutidos no capítulo 4, seção 4.1.

Inicialmente, o substrato passa por um processo de limpeza, que tem como objetivo de retirar qualquer impureza que prejudique a aderência do *resist*. Essa limpeza é feita utilizando um ultrassom com acetona, álcool isopropílico e água deionizada nesta ordem. A acetona dissolve qualquer impureza que esteja presente na amostra, como óleos, poeira, etc. O álcool isopropílico remove a acetona que pode ficar no substrato, e a água deionizada remove o álcool e garante que nenhum tipo de contaminação permaneça no substrato, uma vez que todo o processo é feito dentro de uma sala limpa.

A segunda etapa é a aplicação do *resist* no substrato. Esse material é um polímero

sensível ao feixe de elétrons e dissolvido em um solvente. A aplicação do *resist* no substrato é feita utilizando a técnica de *spin coating*, onde a espessura da camada de *resist* depende do número de rotações por minuto (rpm) e do tempo de rotação. Essa calibração varia dependendo do peso molar do *resist* utilizado. A espessura da camada de *resist* impacta na resolução da litografia e no processo de *lift-off* que será discutido posteriormente. Após ser aplicado no substrato, é feito um processo de *soft baking* que consiste em aquecer o substrato com o *resist* em uma chapa quente com temperaturas que variam de 90 a 200 °C, dependendo do *resist* utilizado. Esse processo tem como objetivo evaporar o solvente e deixar apenas o *resist* no substrato, o que aumenta sua sensibilidade e impacta na dose utilizada no processo de litografia.

Em seguida vem o processo de exposição do *resist* ao feixe de elétrons. Esse processo é feito no microscópio eletrônico de varredura e é a parte central do processo de litografia. O desenho da nanoestrutura é feito em um *CAD software* e enviado para o sistema de operação do microscópio. Entretanto, a resolução e a qualidade da litografia dependem do ajuste do feixe de acordo com os parâmetros discutidos na seção 3.2, que é feito de forma manual. A seguir serão discutidos alguns parâmetros que impactam o processo de litografia e devem ser ajustados de acordo com as especificações da estrutura a ser fabricada.

Writing Field: A varredura fina é feita por um conjunto de lentes magnéticas defletoras, e a varredura grossa é feita por um motor que move o estágio que contém o substrato. A distância que o equipamento consegue fazer a exposição sem precisar mover o motor do estágio é definida como *writing field*, que é ajustado controlando o FOV (*field of view*) do microscópio. Esse parâmetro deve ser ajustado de acordo com o projeto da estrutura, pois o motor do estágio não possui boa precisão de posicionamento do feixe e pode gerar descontinuidades na estrutura.

Corrente do feixe: A corrente do feixe de elétrons impacta no tamanho do *spot* e também no tempo de exposição. Esse parâmetro é ajustado de acordo com a ordem de grandeza da estrutura. Correntes menores aumentam muito a resolução da litografia, mas aumentam exponencialmente o tempo de exposição.

Distância de trabalho (WD): Como foi discutido na seção 3.2, o WD determina em grande parte o foco do feixe, além disso, é também o fator limitante do FOV. Como a resolução da litografia depende em grande parte do foco do feixe, o WD é um parâmetro que precisa ser ajustado de forma precisa. Em geral, para nanoestruturas, esse parâmetro fica abaixo de 7 mm.

Energia do feixe: Assim como na formação de imagens, a energia do feixe determina sua penetração na amostra e, no caso da litografia, a penetração no *resist*. Esse parâmetro depende das propriedades do *resist* e sua espessura. Além disso, a energia do feixe impacta

também na forma da fenda feita no *resist* pelo feixe de elétrons. Isso pode ter impacto no processo de *lift-off* (que será discutido posteriormente). Energias muito baixas fazem com que o feixe não penetre por todo o *resist*.

Dose: A dose é uma medida da densidade superficial de carga que o *resist* é submetido. Essa medida usualmente é em $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. A dose depende da energia e da corrente do feixe. Para manter esses parâmetros constantes durante todo o processo de exposição, o equipamento ajusta a dose controlando o tempo que o feixe incide em cada ponto. A dose impacta diretamente na penetração do feixe, resolução e no tempo de litografia. Doses baixas possibilitam uma resolução melhor, mas aumentam exponencialmente o tempo de litografia. Dessa forma, a dose depende em grande parte do tamanho da estrutura a ser litografada.

A incidência do feixe de elétrons quebra as cadeias moleculares do *resist*, tornando possível dissolver apenas das regiões onde o feixe incidiu. Esse processo é chamado de revelação, e é feito após o processo de exposição. O processo de revelação é feito deixando a amostra imersa em uma solução de álcool isopropílico e água deionizada. O tempo de revelação depende do *resist* e da dose utilizada. A reação do *resist* com o feixe de elétrons está ilustrada na figura 3.11, onde as longas cadeias moleculares do polímero são quebradas devido à interação do feixe de elétrons.

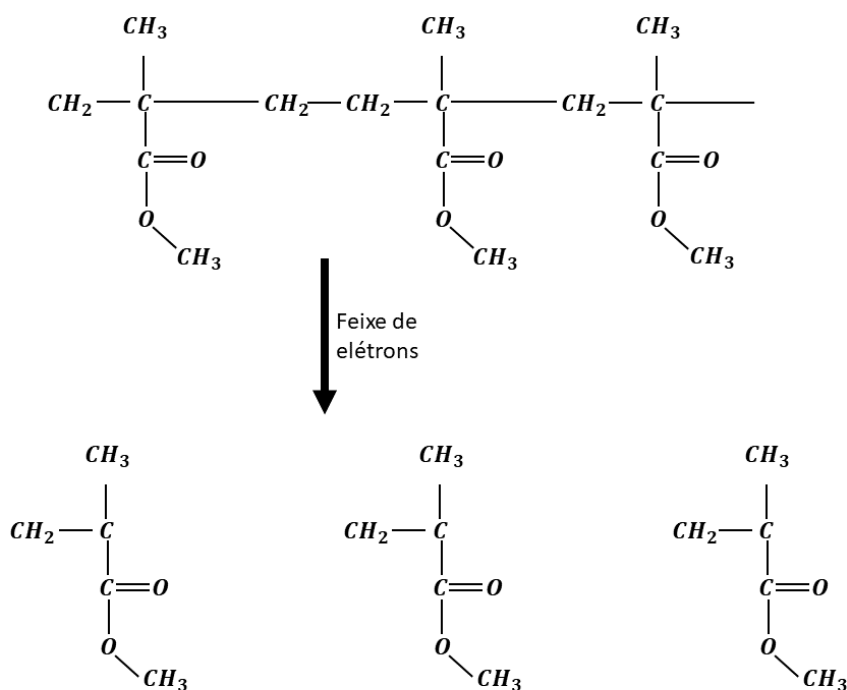


Figura 3.11 – Reação do *resist* com o feixe de elétrons. O *resist* ilustrado nesta imagem é o PMMA (polimetilmetacrilato), que foi utilizado neste trabalho.

A próxima etapa do processo é a deposição do filme sobre a amostra. Essa deposição

pode ser feita com qualquer técnica de fabricação de filmes finos que não envolva temperaturas de *annealing* elevadas. O filme é depositado sobre toda a amostra.

A última etapa do processo é a etapa de *lift-off*. Esse processo consiste em retirar o *resist* restante da amostra, e conseqüentemente o filme que foi depositado sobre o *resist* também é retirado, restando apenas o filme que foi depositado nas fendas feitas no processo litográfico. O *lift-off* é feito colocando a amostra em um banho térmico com acetona. A acetona dissolve o *resist*, restando apenas a nanoestrutura no substrato. A figura 3.12 ilustra todas as etapas discutidas do processo de litografia por feixe de elétrons.

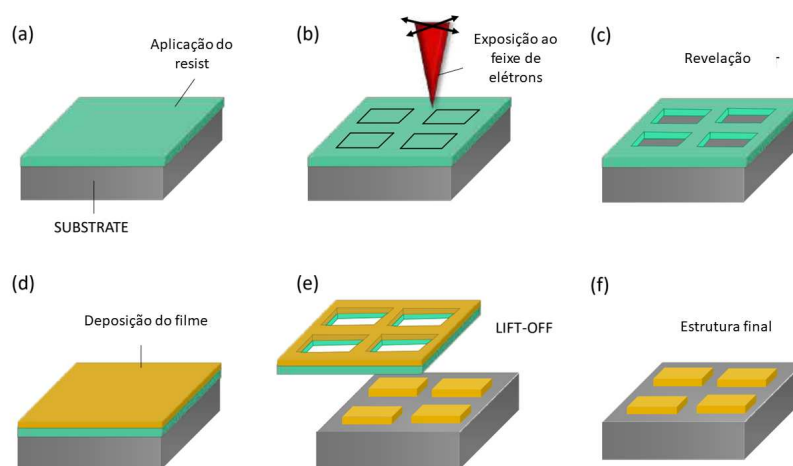


Figura 3.12 – Ilustração das etapas do processo de litografia por feixe de elétrons. a) aplicação do *resist*; b) exposição; c) revelação; d) deposição do filme; e) *lift-off*; f) estrutura final. Figura retirada e adaptada de [52].

3.4 Aparato experimental

As medidas de magnetorresistência não local envolvem aplicar uma corrente na amostra imersa em um campo magnético estático e a leitura de uma diferença de potencial. Os contatos elétricos foram feitos com tinta de prata, como ilustrado na figura 2.5. Para a corrente, o equipamento utilizado foi a fonte de corrente *Keithley 6221 DC and AC current source*. Para a medida da tensão não local nas LSV's o equipamento utilizado foi o *Keithley 2182A nanovoltmeter*, que possui sensibilidade de medida da ordem de 10^{-9} V. O campo magnético é aplicado por um eletroímã que é alimentado pela fonte *BOP Kepco Bipolar operational power supply/amplifier*. O gaussímetro utilizado para a calibração do campo magnético foi o *Lake Shore gaussmeter 455 DSP*. A figura 3.13 ilustra a montagem do *setup* experimental.

O campo magnético aplicado pelo eletroímã é controlado pela tensão aplicada pela fonte BOP, onde baixos valores de campo têm um comportamento linear com a tensão aplicada. Por-

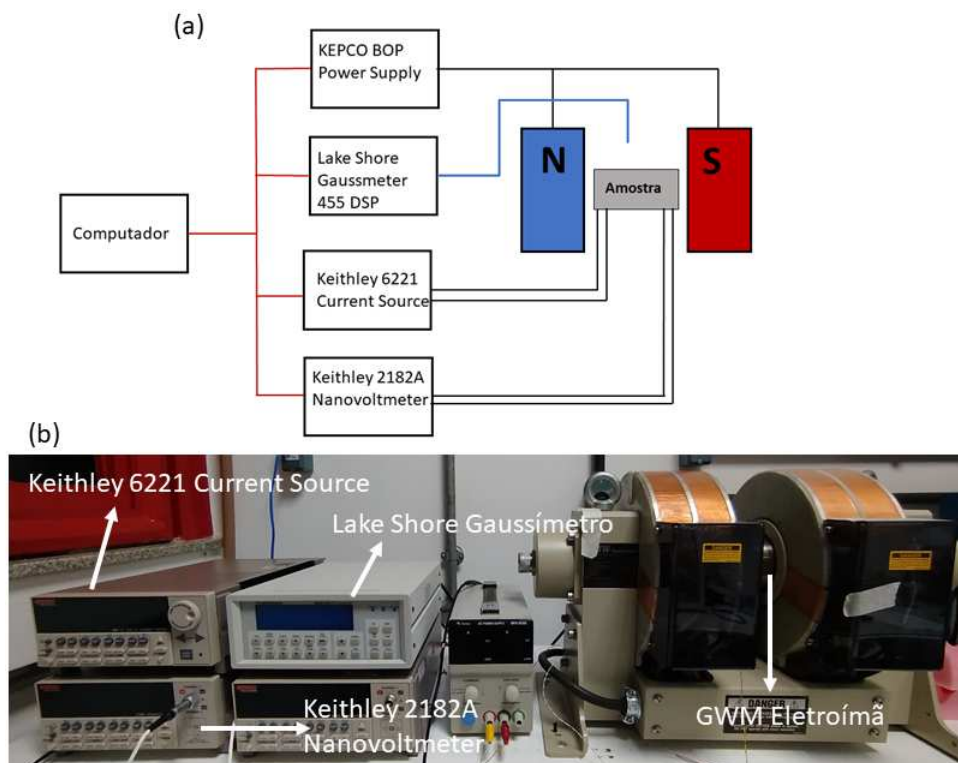


Figura 3.13 – Sistema de medidas elétricas. (a) Diagrama de blocos da montagem. (b) Foto do *setup* experimental.

tanto, é possível fazer uma calibração do eletroímã medindo a relação entre o campo magnético e a tensão na fonte BOP. A partir do ajuste linear, é possível obter uma relação analítica entre o campo magnético e a tensão aplicada.

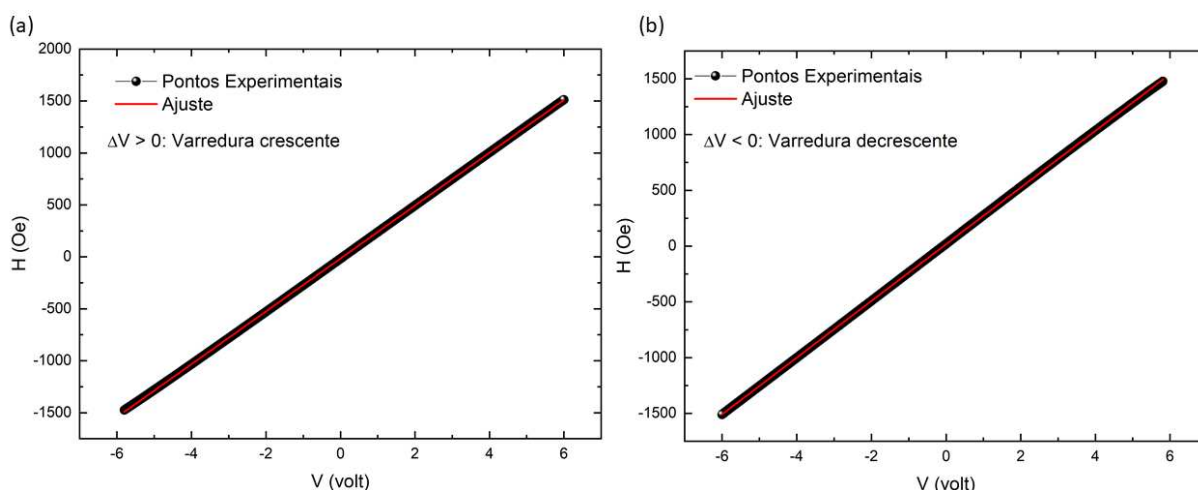


Figura 3.14 – Calibração do campo magnético no eletroímã em função da tensão aplicada. (a) Varredura crescente. (b) Varredura decrescente.

A figura 3.14a) é o resultado da calibração da medida do campo magnético em função da tensão aplicada pela BOP no sentido positivo e a figura 3.14b) no sentido negativo. O campo remanente do eletroímã depende da direção do campo magnético aplicado, portanto

a calibração é diferente para sentidos de medida diferentes. A partir do ajuste feito nas curvas, a calibração do eletroímã no sentido positivo é dada por $H = 245,365V - 16,618 \text{ Oe}$ e no sentido negativo dada por $H = 254,186V + 16,618 \text{ Oe}$. Esse procedimento elimina a necessidade de um gaussímetro nas medidas de magnetorresistência não locais, uma vez que é possível saber o valor do campo magnético aplicado pelo eletroímã a partir da tensão aplicada pela fonte BOP.

Capítulo 4

Resultados e discussões

Neste capítulo, os resultados obtidos nesta dissertação serão apresentados. Na seção 4.1 será apresentado o processo de fabricação das válvulas de spin laterais, os parâmetros utilizados e as amostras fabricadas. Na seção 4.2, os resultados envolvendo geração e detecção de correntes puras de spin nas LSV's serão apresentados. Por fim, na seção 4.3, os resultados sobre a inversão na polarização da corrente pura de spin serão discutidos. Todas as amostras apresentadas neste capítulo foram fabricadas integralmente nos laboratórios do Departamento de Física da Universidade Federal de Viçosa, no Laboratório de Materiais Avançados (LAM) e na sala limpa LabMinas Cleanroom.

4.1 Fabricação das amostras

As válvulas de spin laterais, compostas de Py (*permalloy* = Ni₈₁Fe₁₉) e Cu, foram fabricadas utilizando litografia por feixe de elétrons e *lift-off* para fazer as trilhas da estrutura e *magnetron sputtering* para o crescimento dos filmes. A primeira etapa no processo de fabricação é o teste da dose da densidade de carga do feixe de elétrons, que envolve fabricar uma estrutura com as dimensões próximas às da estrutura desejada com diferentes doses em $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, a fim de encontrar o valor que melhor reproduz as dimensões desejadas. A dose depende das dimensões da estrutura e do resist utilizado. Todas as amostras apresentadas neste trabalho foram fabricadas utilizando o PMMA 662,04k fabricado pela *Allresist*.

O teste de dose foi conduzido em uma estrutura com dois pads com dimensões nominais de $0,5 \times 3,5 \mu\text{m}^2$ e $2,5 \times 2,5 \mu\text{m}^2$. A distância nominal entre os pads é 350 nm.

O resultado do teste de dose está apresentado na figura 4.1. O valor da dose foi variado de $80 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ à $105 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ para uma espessura fixa de Py de 30 nm, utilizando um feixe

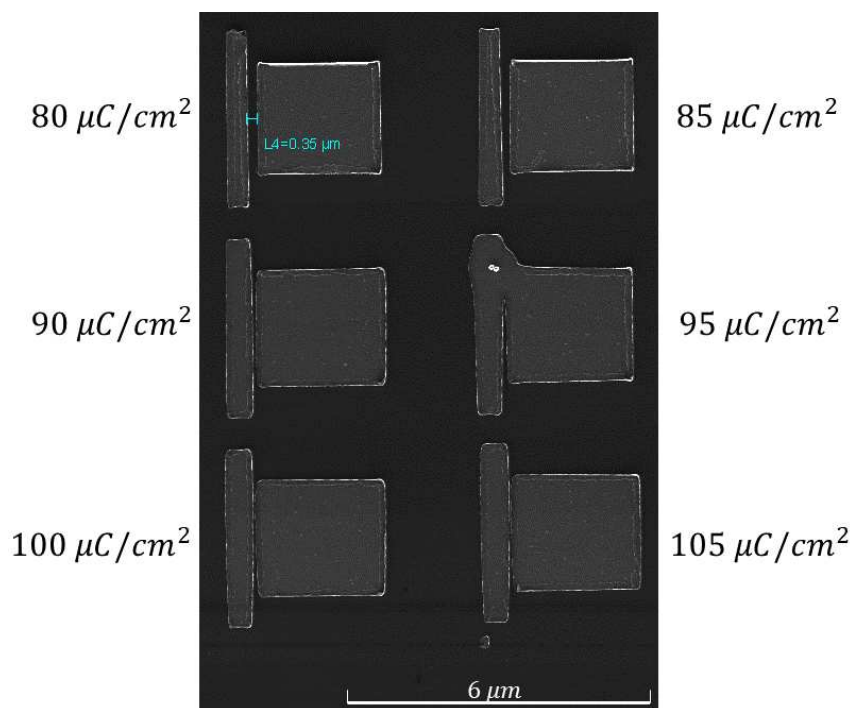


Figura 4.1 – Teste de dose do PMMA 662,04k. Os números ao lado de cada estrutura indicam a dose utilizada.

com corrente 50 pA e energia de 30 keV. A dose de $80 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ foi a que mais se aproximou da distância nominal de 350 nm entre os pads. As doses maiores aumentam as dimensões das estruturas e, conseqüentemente, diminuem a distância entre elas devido à interação entre o feixe e a amostra, conforme discutido na seção 3.3. Dessa forma, a dose de $80 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ foi adotada para a fabricação das válvulas de spin laterais apresentadas neste trabalho. Os parâmetros otimizados para a fabricação dos dispositivos estão apresentados na tabela 1

Tabela 1 – Parâmetros utilizados na fabricação das válvulas de spin laterais.

Corrente do feixe	Writing Field	Energia	Dose	Step (área/linha)
50 pA	600 μm	30 keV	80 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	20 nm

A fabricação das válvulas de spin laterais discutidas na seção 2.4 envolve duas etapas de litografia, uma etapa para os nanoeletrodos de Py e uma etapa para o nanofio de Cu. Como a taxa de oxidação do Py é menor do que a do Cu, a primeira etapa foi a etapa dos nanoeletrodos, que são responsáveis por injetar e detectar a corrente de spin na estrutura (seção 2.4). A primeira amostra fabricada foi a amostra com $L = 660$ nm de distância entre os eletrodos (figura 4.2a).

A corrente utilizada foi de 50 pA e energia 30 keV. Para otimizar o processo de fabricação, foi utilizado um *writing field* de 600 μm , que permite fabricar a estrutura nanométrica, os pads para contatos elétricos e as marcas de alinhamento (figura 4.2b) em uma única etapa. O resist foi aplicado utilizando *spin coating* com rotação de 4000 rpm por um minuto, o que gera uma

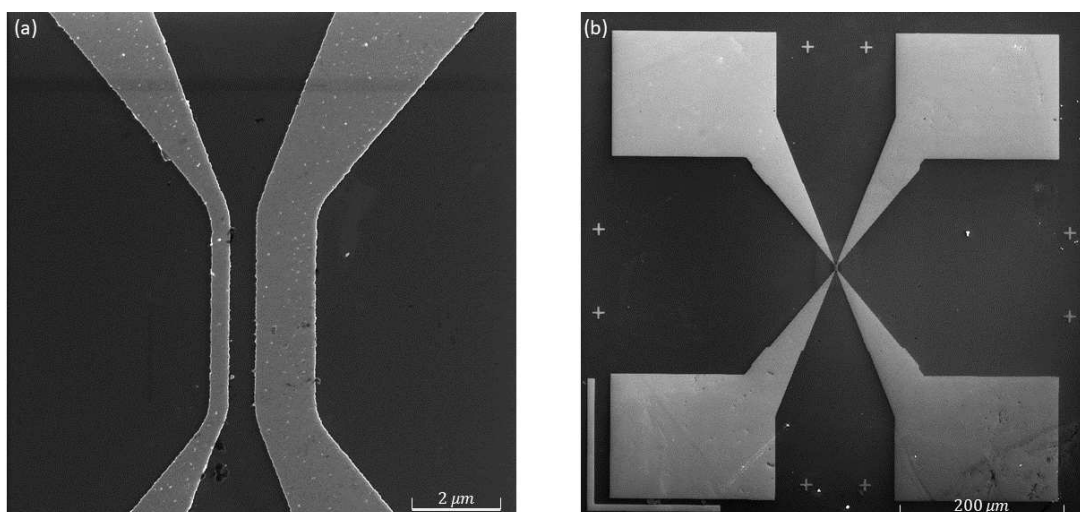


Figura 4.2 – Primeira etapa de litografia da amostra com $L = 660$ nm de espaçamento entre os nano eletrodos de Py. (a) Estrutura interna da amostra contendo os nano eletrodos. (b) Estrutura externa contendo os pads para contatos elétricos e as marcas de alinhamento.

camada de aproximadamente $0,2 \mu\text{m}$ de espessura. O *baking* foi feito utilizando uma chapa quente com temperatura de $150 \text{ }^\circ\text{C}$ por 3 minutos. A largura do injetor e do coletor são, respectivamente, 450 nm e $1,5 \mu\text{m}$. A revelação da litografia foi feita utilizando uma solução de 10 ml de água deionizada e 20 ml de álcool isopropílico. As amostras ficaram imersas nesta solução por 2 minutos. O *lift-off* foi feito deixando a amostra imersa na acetona (99,98%) a $45 \text{ }^\circ\text{C}$ por aproximadamente 50 minutos. Com a primeira etapa de litografia pronta, vem a etapa de deposição do material.

A segunda etapa de litografia é a fabricação do nanofio de cobre, que serve como conduíte para a corrente de spin. Essa etapa foi feita com os mesmos parâmetros da etapa anterior. A largura do nanofio é de 470 nm e foram usadas quatro marcas de alinhamento para esta etapa. A amostra completa está apresentada na figura 4.3, sendo a figura 4.3a a parte interna da estrutura com as respectivas medidas de largura dos eletrodos e do nanofio e a distância entre os eletrodos, e a figura 4.3b a estrutura completa, com os pads para os contatos elétricos.

Os filmes de Py e Cu foram depositados por *sputtering* em atmosfera de Ar em suas respectivas etapas. A tabela 2 mostra os parâmetros de deposição utilizados para cada um dos filmes. A pressão de base (pressão antes da injeção do gás de trabalho) na ordem de 10^{-7} torr evita contaminações indesejadas nos filmes.

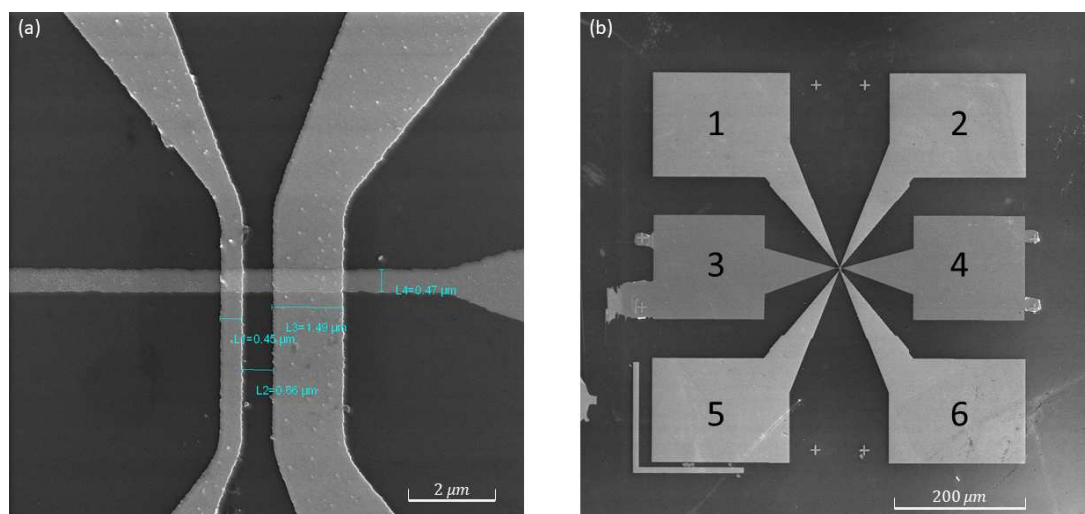


Figura 4.3 – Amostra completa com as duas etapas de litografia. (a) Estrutura interna da amostra, contendo as medidas de largura do injetor (L1), coletor (L3), nanofio (L4) e distância entre os eletrodos (L2). (b) Estrutura completa com todos os pads para contatos elétricos. Os pads 1, 2, 4 e 5 são os contatos dos eletrodos de Py e os contatos 3 e 4 são referentes ao nanofio de cobre.

Tabela 2 – Parâmetros de deposição dos filmes de Py e Cu referentes a amostra com $L = 660$ nm.

Parâmetros de deposição	Py	Cu
Espessura (nm)	30	40
Pressão Base (torr)	$3,42 \times 10^{-7}$	$2,89 \times 10^{-7}$
Pressão de trabalho (torr)	$2,32 \times 10^{-3}$	$2,35 \times 10^{-3}$
Corrente (mA)	150	50
Potência (W)	52	18
Rotação (rpm)	40	40
Temperatura (°C)	22	22
Fluxo de Ar (sccm)	10	10

Além da amostra apresentada na figura 4.3, foram fabricadas outras 3 amostras com distâncias entre o coletor e o injetor diferentes. Para o segundo conjunto de amostras, a estrutura foi modificada para otimizar o processo de fabricação do dispositivo. Os pads 5 e 6 indicados na figura 4.3 foram removidos, diminuindo o tempo de litografia da primeira etapa pela metade. As figuras 4.4a e 4.4b mostram, respectivamente, a estrutura interna e a estrutura externa com as marcas de alinhamento feitas na primeira etapa de litografia para a amostra com $L = 736$ nm. Neste conjunto de amostras, a energia do feixe foi alterada para 15 keV com o intuito de otimizar o processo de *lift-off*.

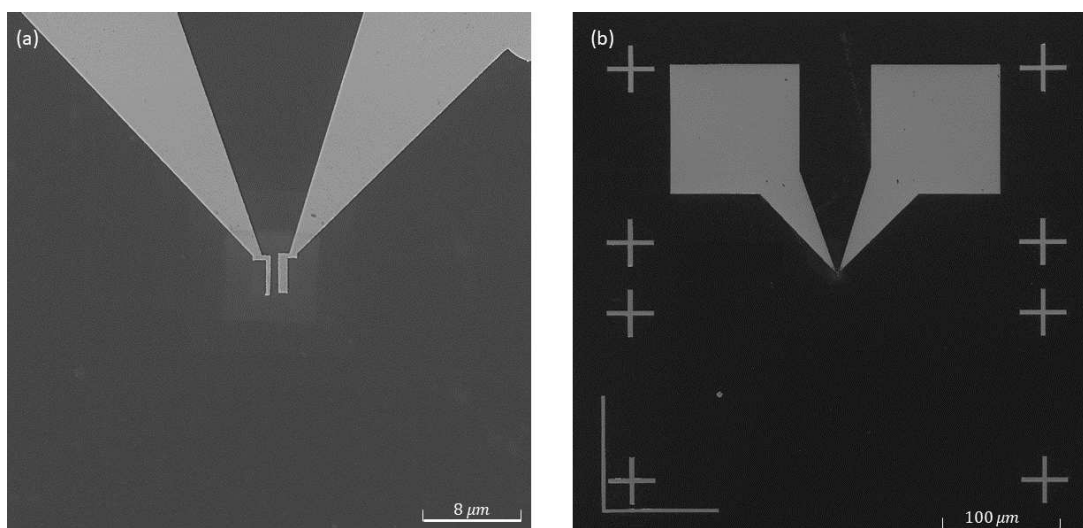


Figura 4.4 – Imagens de microscopia eletrônica de varredura da primeira etapa de litografia da amostra com $L = 736$ nm. (a) estrutura interna. (b) Estrutura externa junto com as marcas de alinhamento.

Na segunda etapa, foram feitos o nanofio (figura 4.5a) e os pads milimétricos para os contatos elétricos (figura 4.5b), ambos de cobre depositado por *magnetron sputtering* com espessura de 40 nm.

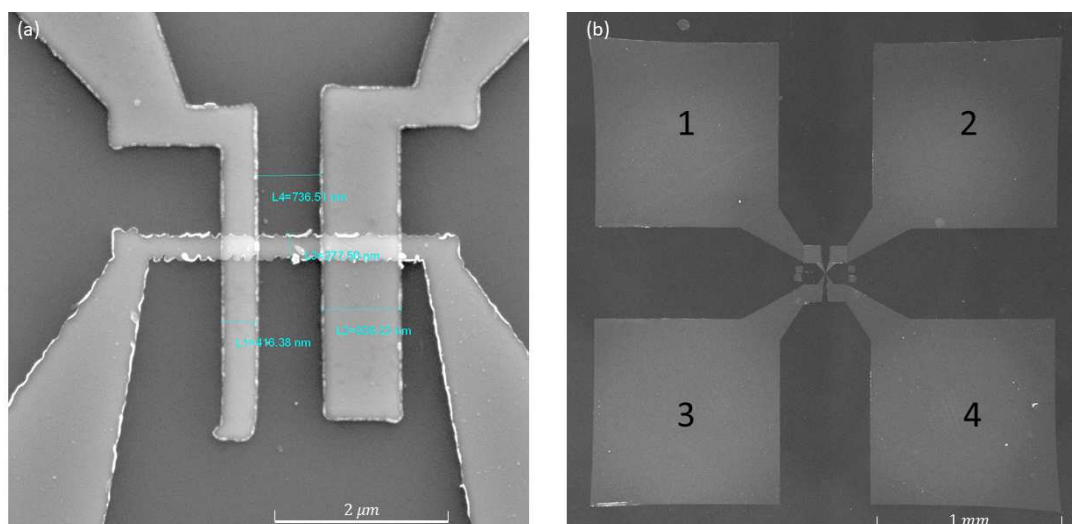


Figura 4.5 – Imagens de microscopia eletrônica de varredura da segunda etapa de litografia da amostra com $L=736$ nm. A) Estrutura interna. B) Contatos elétricos, sendo os pads 1 e 2 referentes aos contatos com os eletrodos de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ e os pads 3 e 4 referentes aos contatos com o nanofio de cobre.

As figuras 4.6a e 4.6b mostram, respectivamente, imagens de microscopia eletrônica de varredura das amostras já com a segunda etapa de litografia feita para as distâncias de $L = 246$ nm e $L = 332$ nm.

As dimensões relevantes para os cálculos apresentados na seção 2.4 estão apresentadas na tabela 3.

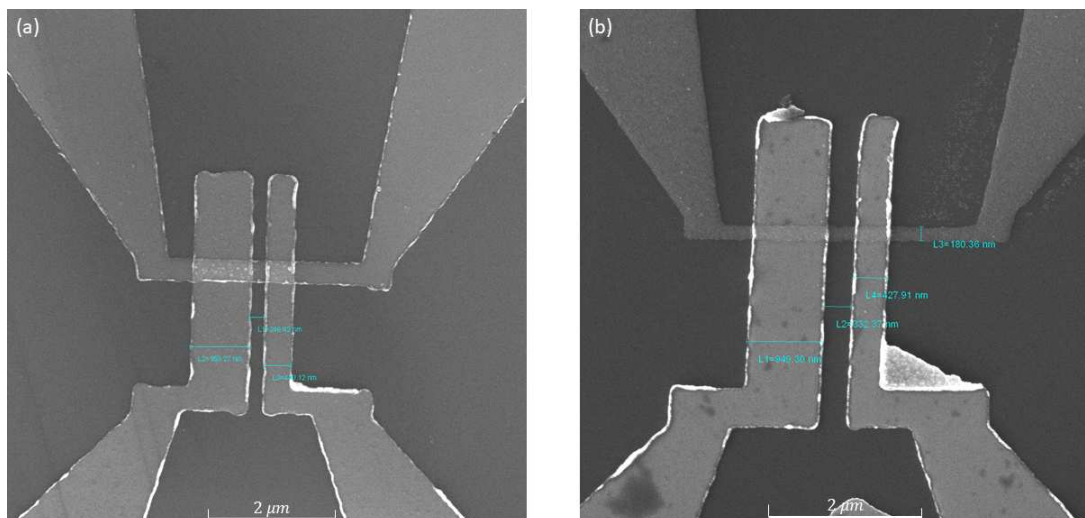


Figura 4.6 – Segunda etapa das amostras com: (a) $L = 246$ nm. (b) $L = 332$ nm.

Tabela 3 – Dimensões das válvulas de spin laterais produzidas, onde L representa a distancia entre os eletrodos, w_{FM1} é a largura do injetor, w_{FM2} a largura do coletor, w_{NM} representa a largura do nanofio não magnético, S_{J1} é a área da junção entre do injetor com o nanofio e S_{J2} a área de junção do coletor com o nanofio.

L (nm)	w_{FM1} (nm)	w_{FM2} (nm)	w_{NM} (nm)	S_{J1} nm ²	S_{J2} nm ²
246	440	959	278	$1,223 \times 10^{-13}$	$2,666 \times 10^{-13}$
332	427	949	180	$7,686 \times 10^{-14}$	$1,702 \times 10^{-13}$
660	450	1490	470	$2,115 \times 10^{-13}$	$7,003 \times 10^{-13}$
736	416	939	277	$1,152 \times 10^{-13}$	$2,601 \times 10^{-13}$

Para tentar otimizar o processo de fabricação e reduzir o tempo de exposição, a receita apresentada na tabela 1 foi alterada, aumentando a corrente do feixe de 50 pA para 100 pA. Entretanto, como foi discutido na seção 3.12, a corrente influencia diretamente no *spot* do feixe, ou seja, quanto maior a corrente, maior o *spot*. O resultado dessa alteração está apresentado na

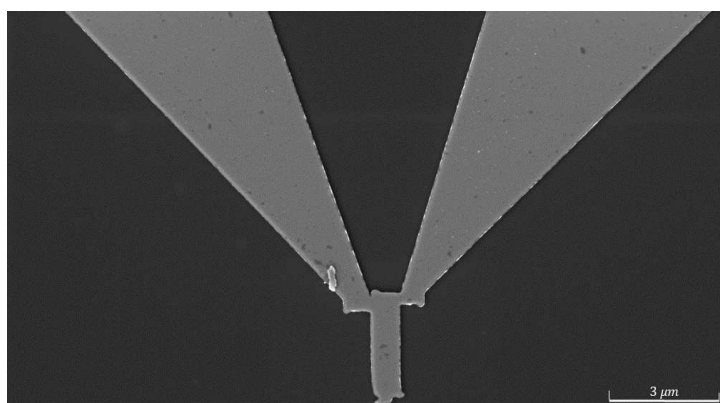


Figura 4.7 – Imagem de SEM da primeira etapa de uma amostra com distância nominal de 350 nm entre o injetor e o coletor fabricada com 100 pA de corrente do feixe. A corrente mais alta aumenta o *spot* do feixe, fazendo com que a resolução da litografia não seja suficiente para produzir a estrutura com a distância desejada.

figura 4.7, onde é possível observar que o feixe com corrente de 100 pA não possui resolução suficiente para fabricar a estrutura com a distância de 350 nm entre o injetor e o coletor.

Como não foi possível produzir as amostras com a corrente do feixe de 100 pA, todas as amostras foram produzidas com os parâmetros apresentados na tabela 1.

Um fator crítico para a fabricação de qualquer nanoestrutura litografada é a técnica utilizada para a deposição dos filmes. Na técnica de *sputtering*, disponível no Departamento de Física da Universidade Federal de Viçosa, a deposição é feita de forma angulada, fazendo com que parte do filme seja depositado nas paredes da estrutura litografada. Isso dificulta o processo de *lift-off*, pois impede que a acetona penetre no *resist*. A figura 4.8 ilustra o processo de

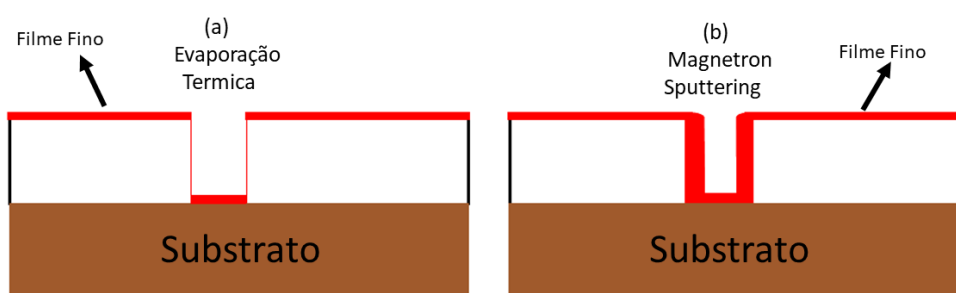


Figura 4.8 – Ilustração de um filme fino depositado sobre uma estrutura litografada utilizando diferentes técnicas de deposição. As bordas vermelhas indicam o filme fino depositado. (a) Filme depositado por evaporação térmica. (b) Filme depositado pela técnica de magnetron sputtering.

deposição de um filme fino sobre uma estrutura litografada utilizando a técnica de evaporação térmica (figura 4.8a) e magnetron sputtering (figura 4.8b).

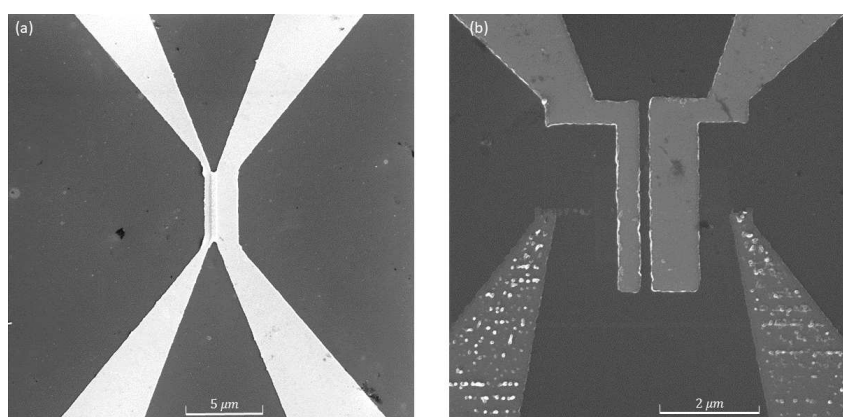


Figura 4.9 – Imagens de SEM de amostras cujo *lift-off* não foi feito corretamente. (a) Primeira etapa de uma amostra onde o filme não foi removido por completo. (b) Segunda etapa de uma amostra onde o *lift-off* retirou o nanofio de cobre.

Como a técnica adotada neste trabalho foi a deposição por magnetron sputtering, é preciso fabricar um número grande de amostras, pois não é possível ter um controle fino do processo de *lift-off* e sua taxa de sucesso é relativamente baixa (figura 4.9).

4.2 Magnetorresistência não local: geração e detecção elétrica de correntes puras de spin

Nesta seção, serão apresentados os resultados obtidos a partir das medidas de magnetorresistência não local nas válvulas de spin laterais apresentadas na seção 4.1. Esses dispositivos foram projetados para investigar a injeção, propagação e detecção de correntes puras de spin, utilizando a variação da distância L entre o injetor e o detector para calcular o comprimento de difusão de spin do material que constitui o nanofio não magnético.

Amostra $L = 246$ nm

É crucial que os contatos elétricos nesse tipo de dispositivo sejam ôhmicos, como discutido na seção 2.4. Portanto, uma caracterização dos contatos elétricos foi feita para cada uma das amostras a partir de curvas $I \times V$ dos contatos elétricos referentes ao injetor e ao coletor. A figura 4.10a mostra uma imagem de microscopia eletrônica de varredura (SEM) colorida artificialmente com uma inclinação de 55° em relação ao feixe da amostra com $L = 246$ nm. A curva $I \times V$ do injetor (contatos 2 e 4) está apresentada na figura 4.10b e a curva do coletor (contatos 1 e 3) está apresentada na figura 4.10c.

As curvas apresentadas nas figuras 4.10B e 4.10C foram feitas utilizando a montagem apresentada na seção 3.4 (figura 3.13), aplicando uma corrente elétrica em um range de $-10 \mu\text{A}$ a $10 \mu\text{A}$, com passo de $1 \mu\text{A}$. A fonte *Keithley 6221 DC and AC current source* foi utilizada para aplicar a corrente elétrica (I) e o nanovoltímetro *Keithley 2182A nanovoltmeter* foi utilizado para medir a diferença de potencial (V). A partir de um ajuste linear, foi possível obter a resistência de cada um dos contatos, sendo $R = 1,012 \text{ k}\Omega$ a resistência do injetor e $R = 823,6 \Omega$ a resistência do coletor. Apesar de possuírem a mesma composição, a diferença na resistência se deve à diferença das dimensões dos eletrodos. O injetor é consideravelmente mais fino do que o coletor e, portanto, possui uma resistência maior (veja tabela 3).

A geração da corrente pura de spin na estrutura é feita através de uma corrente elétrica aplicada entre o nanofio e o injetor, como foi discutido na seção 2.4. A corrente é aplicada entre os contatos 2 e 4 (figura 4.10A), com o terminal positivo no contato 2 e o negativo no contato 4. O campo magnético é aplicado no plano da amostra na direção longitudinal dos eletrodos e seu sentido positivo está indicado pela seta vermelha na figura 4.10A. A medida é iniciada com o campo no sentido negativo (contrário ao indicado na figura 4.10A) e com magnitude de 800

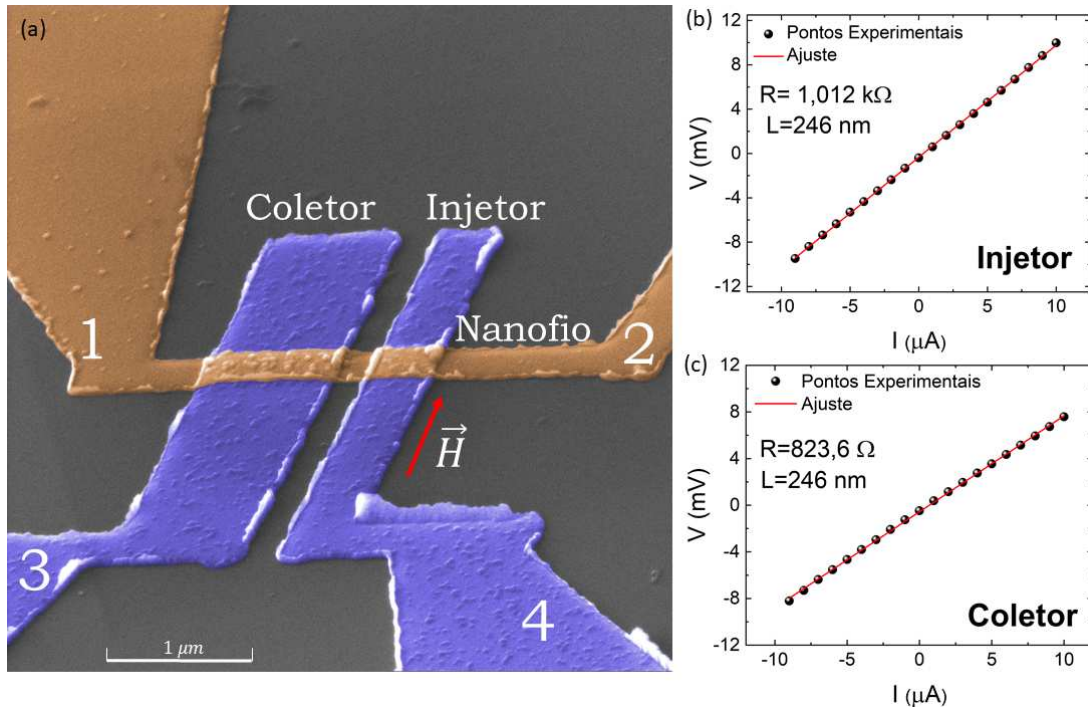


Figura 4.10 – (a) Imagem de SEM da amostra com distância $L = 246$ nm feita com uma inclinação de 55° com relação ao feixe e colorida artificialmente. Em azul são os eletrodos de Py e em laranja o nanofio de Cu. (b) Curva $I \times V$ do injetor (contatos 2 e 4). (c) Curva $I \times V$ do coletor (contatos 1 e 3).

Oe. Isso faz com que a magnetizações do coletor e do injetor estejam saturadas e na mesma direção do campo magnético aplicado inicialmente. A direção da corrente é tal que os elétrons se propaguem do injetor para o nanofio, fazendo com que a corrente elétrica injetada no nanofio seja spin-polarizada na mesma direção da magnetização do injetor, como foi discutido na seção 2.3. Isso gera um acúmulo de spins na interface FM/NM, e dá início ao processo de difusão dos spins no nanofio devido ao desbalanço no potencial químico de spin do material não magnético. Tomando a figura 4.10A como referência, os elétrons que constituem a corrente pura de spin que se propaga pelo nanofio (da direita para a esquerda) são injetados no coletor e parte deles se propaga para a extremidade esquerda do nanofio, gerando uma diferença de potencial entre os contatos 1 e 3. Essa diferença de potencial depende das direções das magnetizações do injetor e do coletor.

O campo magnético é variado com um passo de 4,5 Oe, do sentido negativo para o positivo. Com o campo no sentido positivo, ao atingir o valor do campo coercivo do coletor, que é menor do que o campo coercivo do injetor devido à diferença na largura dos eletrodos, a magnetização do coletor gira e assume a mesma direção do campo, enquanto a magnetização do injetor permanece na direção do campo inicial (oposta a magnetização do coletor). Isso causa uma queda no sinal detectado nos contatos 1 e 3, pois um menor número de elétrons são

injetados no coletor. Os detalhes do mecanismo por trás desse mecanismo estão discutidos de forma quantitativa nas seções 2.3 e 2.4.

O resultado da medida de MR não local para a amostra de $L = 246$ nm está apresentado na figura 4.11, onde a curva azul corresponde à varredura positiva do campo magnético e a curva vermelha corresponde à varredura negativa do campo. A corrente elétrica aplicada no injetor para esta medida foi de $100 \mu\text{A}$. O sinal de spin V_s está normalizado pela corrente aplicada. O

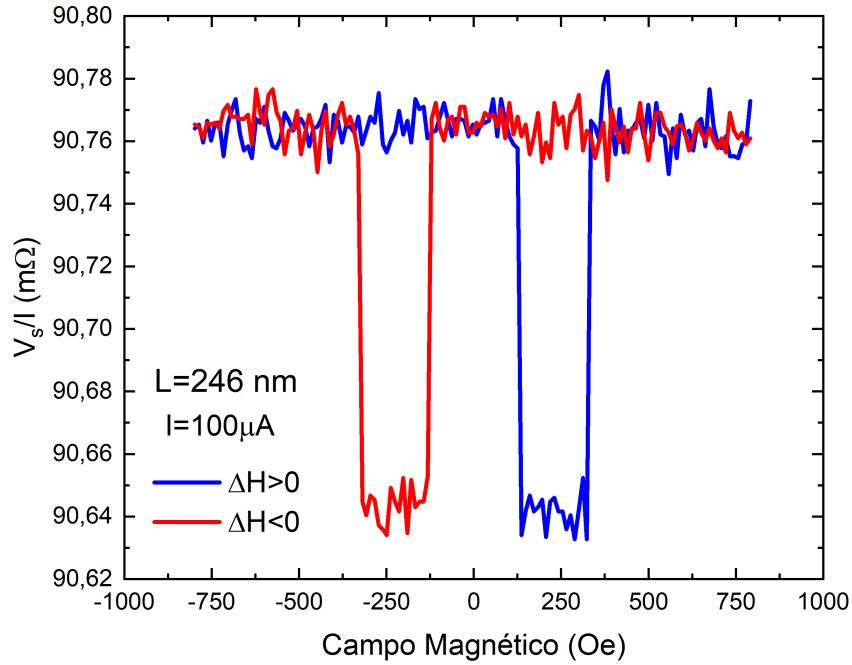


Figura 4.11 – Medida de magnetorresistência não local para a amostra com $L = 246$ nm. A curva azul representa a varredura positiva do campo magnético e a curva vermelha a varredura negativa do campo.

campo coercivo do injetor é $H_C^I = 298,44$ Oe e do coletor é $H_C^C = 102,72$ Oe, obtidos a partir desta medida.

Apesar de possuir unidade de resistência (Ω), a grandeza V_s/I não corresponde a uma resistência elétrica convencional, pois não se trata efetivamente de uma resistência elétrica, uma vez que a diferença de potencial V_s é medida em uma região da estrutura isolada da corrente aplicada I . Dessa forma, alguns autores chamam essa grandeza de resistência não local [15,20]. A magnitude do sinal é dada pela diferença entre o sinal de saturação e o sinal de pico. Para a amostra com $L = 246$ nm, a magnitude do sinal de spin é:

$$\frac{\Delta V_s}{I} = \frac{V_s^P - V_s^{AP}}{I} = (0,117 \pm 0,001) \text{ m}\Omega \quad (4.1)$$

Amostra $L = 332$ nm

Os resultados para a amostra com $L = 332$ nm estão apresentados na figura 4.12. O sinal da medida de MR não local teve uma queda considerável (figura 4.12a), uma vez que a distância de $L = 332$ nm entre o injetor e o coletor já está próxima do comprimento de difusão de spin do cobre [20]. Com isso, o ruído proveniente do aquecimento da amostra devido ao efeito Joule torna-se mais proeminente. Os campos coercivos do injetor e do coletor são, respectivamente, $H_C^I = 300,13$ Oe e $H_C^C = 101,71$ Oe. A variação da resistência não local ($\Delta V_s/I$) medida para essa amostra foi de $\Delta V_s/I = (0,072 \pm 0,004)$ m Ω .

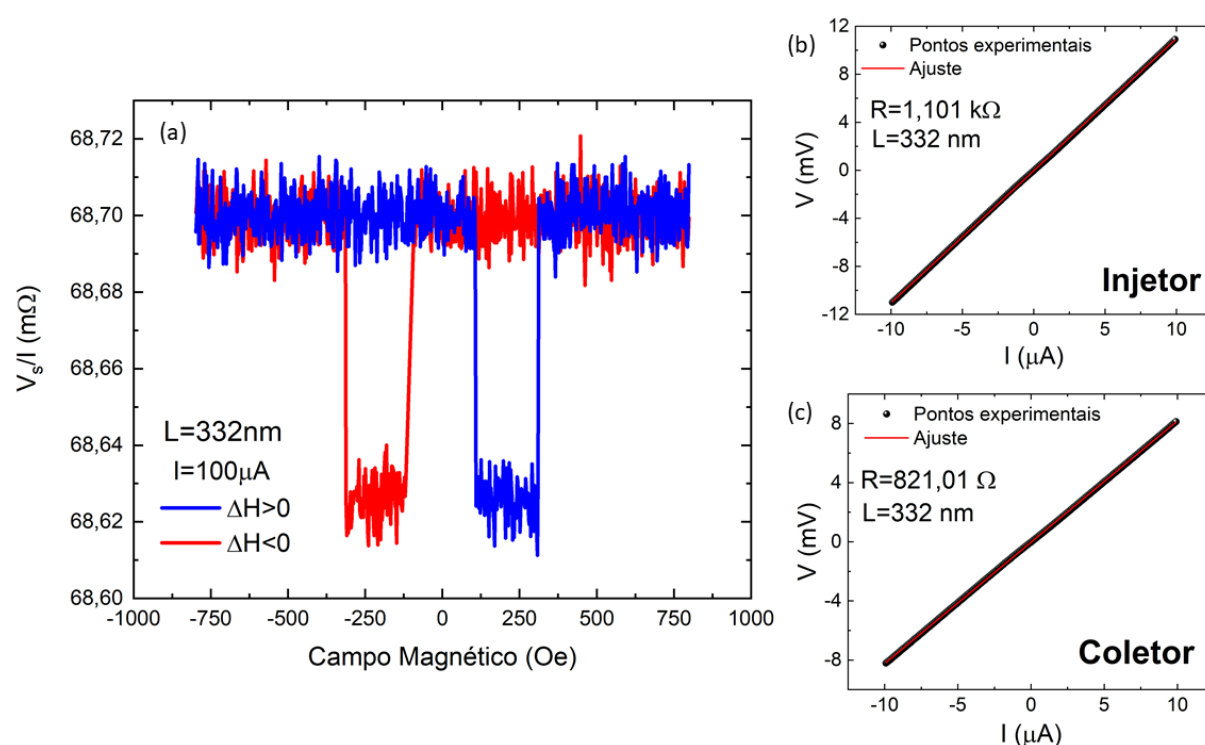


Figura 4.12 – Medidas da amostra com $L = 332$ nm. (a) Medida de MR não local. (b) Curva $I \times V$ dos contatos do injetor. (c) Curva $I \times V$ dos contatos do coletor.

Amostra $L = 660$ nm

A figura 4.13 apresenta os resultados para a amostra com $L=660$ nm. O coletor dessa amostra possui largura maior do que as demais amostras (tabela 3), fazendo com que a resistência e a coercividade deste coletor sejam menores. De fato, a coercividade encontrada para o coletor foi de $H_C^C = 73,4$ Oe, e a coercividade do injetor é $H_C^I = 279,38$ Oe. A corrente aplicada na amostra durante a medida também é diferente, sendo $I = 500$ μ A. Isso acaba gerando um sinal de tensão maior do que as demais, entretanto, essa diferença é corrigida quando se

normaliza a tensão de spin V_s pela corrente I aplicada. O resultado da medida de MR não local está apresentado na figura 4.13a e as curvas $I \times V$ do injetor e do coletor estão apresentadas, respectivamente, nas figuras 4.13b e 4.13c. A magnitude da variação na resistência não local medida nesta amostra foi de $\Delta V_s/I = (0,029 \pm 0,005) \text{ m}\Omega$.

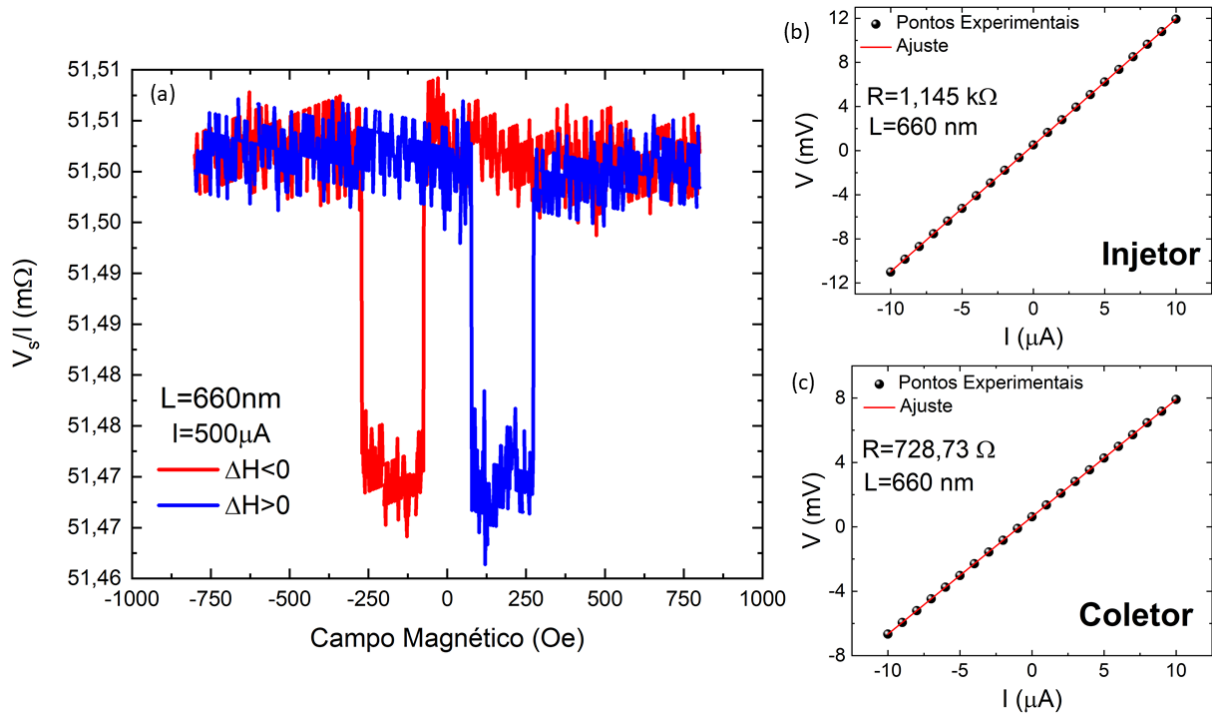


Figura 4.13 – Medidas da amostra com $L = 660 \text{ nm}$. (a) Medida de MR não local. (b) Curva $I \times V$ dos contatos do injetor. (c) Curva $I \times V$ dos contatos do coletor.

Amostra $L = 736 \text{ nm}$

Por fim, a figura 4.14 apresenta os resultados para a amostra com $L = 736 \text{ nm}$. Os contatos são ôhmicos e condizentes com os valores observados para as demais amostras (figuras 4.14b e 4.13c). Como a distância de $L = 736 \text{ nm}$ é consideravelmente maior do que o comprimento de difusão de spin do cobre, o sinal é muito ruidoso e baixo (figura 4.14a), o que dificulta a medida. As coercividades do injetor e coletor para esta amostra são, respectivamente, $H_C^I = 320 \text{ Oe}$ e $H_C^C = 125 \text{ Oe}$. A variação da resistência não local ($\Delta V_s/I$) medida para essa amostra foi de $\Delta V_s/I = (0,023 \pm 0,009) \text{ m}\Omega$.

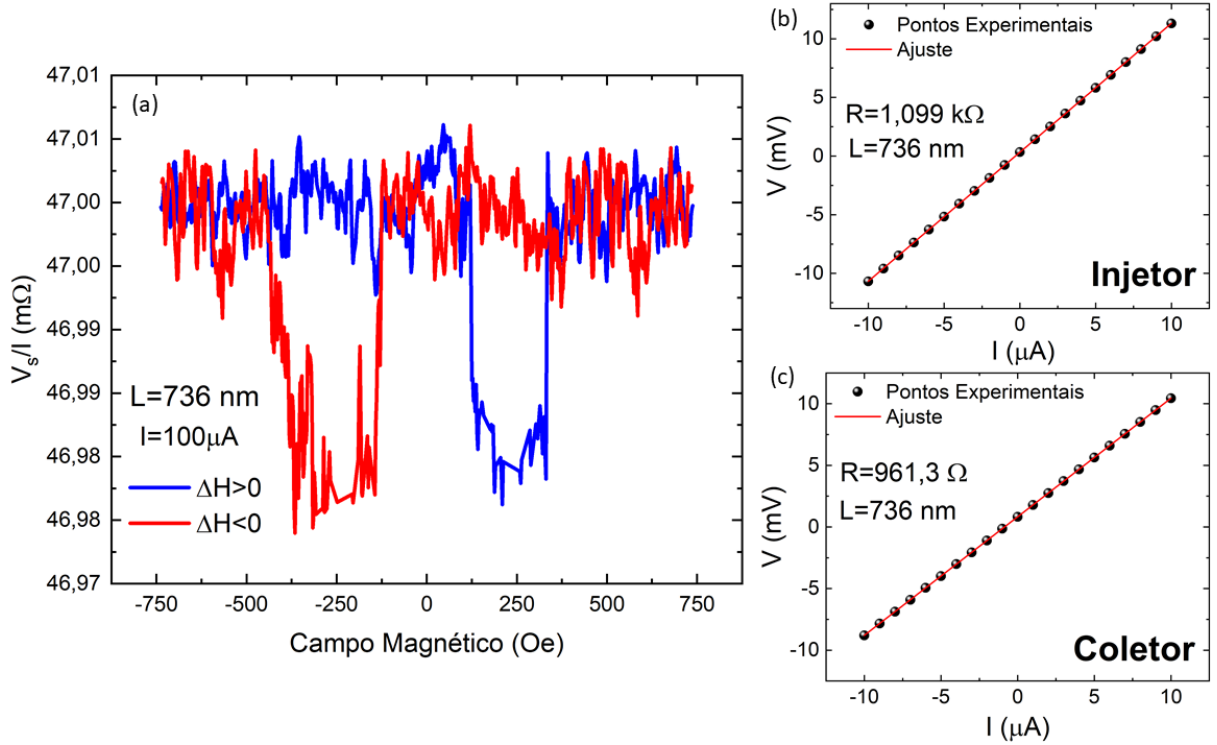


Figura 4.14 – Medidas da amostra com $L = 736$ nm. (a) Medida de MR não local. (b) Curva $I \times V$ dos contatos do injetor. (c) Curva $I \times V$ dos contatos do coletor.

Relação resistência não local e distância entre eletrodos

O decaimento do sinal de spin ΔV_s com a distância L entre os eletrodos fornece informação sobre a polarização da corrente elétrica que atravessa o injetor e sobre o comprimento de difusão de spin do nanofio não magnético. Esse cálculo é feito a partir da equação 2.50, que foi apresentada na seção 2.4. Como as dimensões das amostras não são iguais (tabela 3), é necessário normalizar o sinal pelas áreas de junção S_j e pela área de seção reta do nanofio, denominada S_N , que é dada por $S_N = w_{NM}t_{NM}$, onde w_{NM} é a largura do nanofio e t_{NM} sua espessura. Retomando a equação 2.50, temos:

$$V_s = I \frac{4\alpha_{Py}}{1 - \alpha_{Py}} \mathcal{R}_{Cu} \left(\frac{\mathcal{R}_{Py}}{\mathcal{R}_{Cu}} \right)^2 \frac{e^{-L/\lambda_{Cu}}}{1 - e^{-2L/\lambda_{Cu}}}$$

onde $\mathcal{R}_{Cu} = \rho_{Cu}\lambda_{Cu}/S_{Cu}$ e $\mathcal{R}_{Py} = \rho_{Py}\lambda_{Py}/S_j$. Os índices F e N que representam, respectivamente, ferromagnético e não magnético foram substituídos pelos respectivos materiais (Py e Cu). Substituindo \mathcal{R}_{Cu} e \mathcal{R}_{Py} na equação 2.50 e passando a corrente e as áreas S_{Cu} e S_j para o lado esquerdo da igualdade, obtemos:

$$\frac{\Delta V_s}{I} \frac{S_j^2}{S_{Cu}} = \frac{4\alpha^2}{(1 - \alpha^2)^2} \frac{\rho_{Py}^2 \lambda_{Py}^2}{\rho_{Cu} \lambda_{Cu}} \left(\frac{\exp\left(\frac{-L}{\lambda_{Cu}}\right)}{1 - \exp\left(2\frac{-L}{\lambda_{Cu}}\right)} \right) \quad (4.2)$$

A equação 4.2 é a base para o cálculo do comprimento de difusão de spin do cobre (λ_{Cu}) e da polarização de corrente (α) do *permalloy*.

O resultado do decaimento do sinal ΔV_s normalizado pelas áreas S_{Cu} , S_J e pela corrente aplicada no injetor em função da distância L entre o injetor e o coletor, está apresentado na figura 4.15. O ajuste dos pontos experimentais foi feito utilizando a equação 4.2. O valor da polarização da corrente elétrica obtido pelo ajuste foi:

$$\alpha = (17,1 \pm 0,6)\%.$$

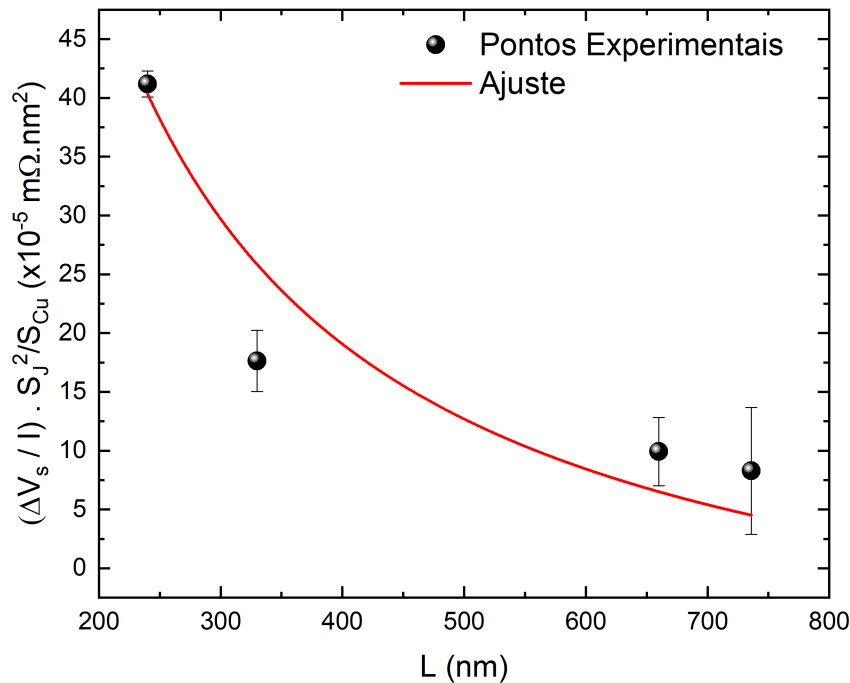


Figura 4.15 – Curva do sinal de spin ΔV_s normalizado pelas áreas S_{Cu} , S_J e pela corrente aplicada no injetor em função da distância L entre os eletrodos.

Esse valor está abaixo do valor encontrado na literatura para a polarização de corrente elétrica do Py [20]. Entretanto, isso pode estar atribuído ao caráter granular dos filmes fabricados por sputtering, uma vez que filmes granulares podem prejudicar a capacidade de um material ferromagnético de polarizar correntes elétricas [32].

Além da polarização de corrente, outro parâmetro que pode ser calculado a partir da medida apresentada na figura 4.15 é o comprimento de difusão de spin do nanofio não magnético. A partir do ajuste, o valor obtido para λ_{Cu} à temperatura ambiente foi:

$$\lambda_{Cu} = (328 \pm 70) \text{ nm}.$$

O valor do comprimento de difusão de spin do cobre é bastante alto se comparado com outros materiais, mesmo à temperatura ambiente. Isso é atribuído ao acoplamento spin-

órbita desprezível do cobre, o que o torna um material com grande potencial para dispositivos spintrônicos. A medida do comprimento de difusão de spin é bastante complicada e os valores podem variar dependendo da técnica utilizada [24]. Para o cobre, o comprimento de difusão de spin à temperatura ambiente varia de 200 a 500 nm dependendo da técnica utilizada. Dessa forma, o valor encontrado nas medidas apresentadas neste trabalho está de acordo com resultados prévios encontrados na literatura.

4.3 Polarização da corrente de spin

Os experimentos usualmente encontrados na literatura [15, 20, 24] são realizados utilizando a técnica de detecção via amplificação *lock-in*, que possui a capacidade de reduzir significativamente o ruído nas medidas devido ao uso de correntes AC. Entretanto, a polarização da corrente de spin que é gerada no injetor depende da direção da corrente elétrica que é aplicada e, portanto, só pode ser manipulada via correntes DC. Nesta seção, serão apresentados resultados envolvendo a manipulação da polarização da corrente de spin via inversão da direção da corrente elétrica aplicada no injetor.

Quando a corrente aplicada é positiva, os elétrons atravessam o injetor ferromagnético (figura 4.16A), fazendo com que o acúmulo de spin na interface FM/NM, que foi discutido na seção 2.4, seja de spins majoritários (spins com a mesma direção da corrente elétrica spin-polarizada). Com isso, a polarização da corrente pura de spin que flui pelo nanofio não magnético possui a mesma direção da polarização da corrente elétrica, que por sua vez é a mesma direção da magnetização do injetor. Quando a magnetização do coletor está antiparalela com relação à magnetização do injetor, os elétrons da corrente pura de spin que é injetada no coletor sofrem maior resistência, como foi discutido na seção 2.3. Isso gera uma queda no potencial eletrostático no coletor e, conseqüentemente, uma queda da diferença de potencial que é medida entre o coletor e a amostra.

No caso contrário, quando a corrente elétrica aplicada é negativa, os elétrons fluem do nanofio para o injetor (figura 4.16b). Isso faz com que os elétrons que possuam o spin na mesma direção da magnetização do injetor sofram pouco espalhamento ao atravessar a interface FM/NM e, portanto, o acúmulo de spin que ocorre na interface é de spins minoritários (spins com direção oposta à magnetização do injetor). Com isso, os spins que se difundem pelo nanofio são os spins minoritários, e a polarização da corrente de spin pura que flui no nanofio é contrária à magnetização do injetor. Quando o coletor encontra-se no estado de magnetização antiparalela

à do injetor, sua magnetização estará alinhada com a direção da polarização da corrente de spin que é absorvida por ele. Consequentemente, o potencial eletroestático no coletor aumenta, o que resulta em um incremento na diferença de potencial medida entre o coletor e o nanofio.

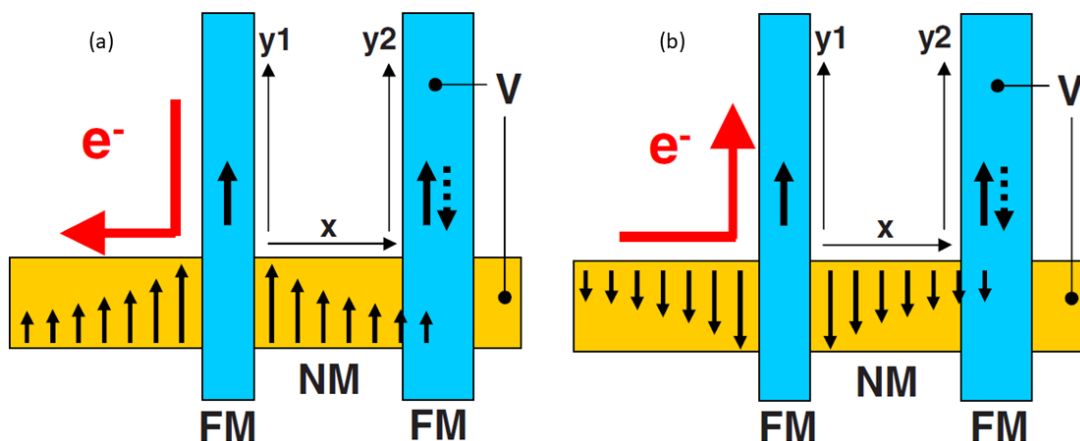


Figura 4.16 – Ilustração da inversão de polarização com a inversão da corrente elétrica aplicada no injetor. (a) Corrente positiva. (b) Corrente negativa.

A investigação sobre a polarização da corrente pura de spin foi conduzida na amostra com distância $L = 246$ nm, apresentada na figura 4.10a. A corrente é aplicada entre os terminais 2 e 4, sendo a direção positiva quando o terminal positivo da fonte está conectado ao contato 2 e a direção negativa quando o terminal positivo da fonte está conectado ao contato 4. Dessa forma, a corrente elétrica positiva implica que os elétrons fluem do injetor ferromagnético para o nanofio não magnético (figura 4.17a), e a corrente negativa é quando os elétrons fluem do nanofio não magnético para o injetor ferromagnético (figura 4.17b). O resultado da resistência não local para as duas polarizações de spin está apresentado na figura 4.17.

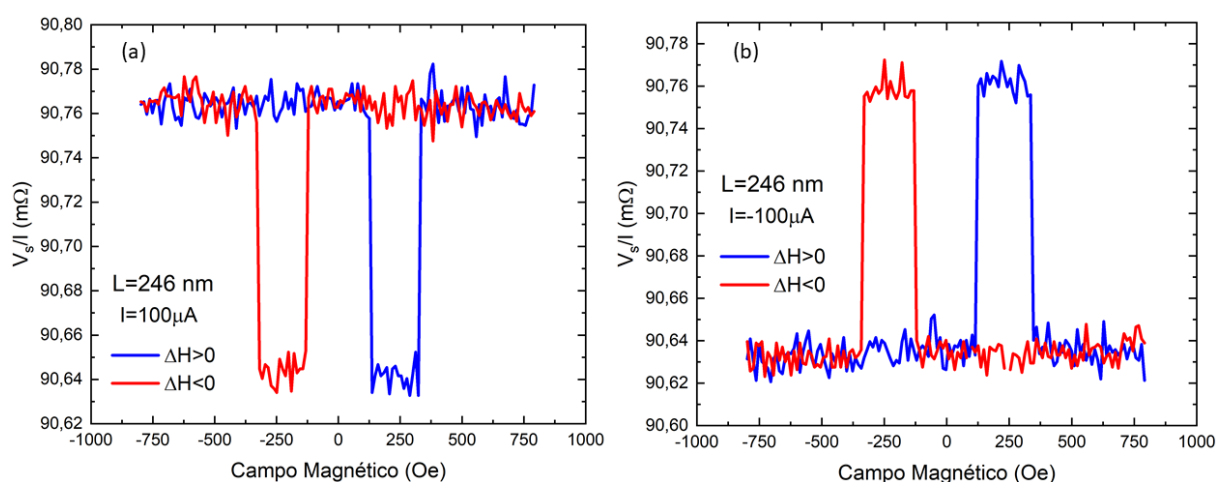


Figura 4.17 – Resultados experimentais da inversão de polarização da corrente de spin no nanofio de cobre. (a) Corrente positiva. (b) Corrente negativa.

A inversão do sinal da corrente causa uma inversão no sinal de spin ΔV_s , mas a magnitude do sinal não varia. Isso pode ser observado diretamente da equação 4.2. Portanto, além da manipulação da polarização da corrente com a inversão da magnetização do injetor, também é possível a manipulação invertendo a direção da corrente elétrica no injetor sem que haja perda do sinal.

Capítulo 5

Conclusão e Perspectivas

As válvulas de spin laterais possuem um enorme potencial de aplicações tecnológicas, além do grande potencial e utilidade em ciência de base para estudos de propriedades spintrônicas em diversos materiais. Neste trabalho, foi desenvolvida uma receita para fabricação desses dispositivos utilizando duas etapas de litografia por feixe de elétrons e manetron sputtering. Os parâmetros de litografia foram otimizados para obter as estruturas em escala nanométrica, necessária para o funcionamento destes dispositivos, uma vez que eles dependem de uma alta densidade de corrente elétrica, e a propagação de correntes de spin à temperatura ambiente em materiais canônicos ocorre até no máximo em algumas centenas de nanômetros. Portanto, válvulas de spin laterais com diferentes distâncias entre o injetor e o coletor, compostas de *permalloy* ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) como material ferromagnético, cobre como material não magnético e com junções ôhmicas foram fabricadas com sucesso.

Foi possível realizar medidas de magnetorresistência não local nesses dispositivos e, com isso, calcular a polarização de corrente elétrica do *permalloy* e o comprimento de difusão de spin do cobre à temperatura ambiente, sendo eles respectivamente $\alpha = (17,1 \pm 0,6)\%$ e $\lambda_{Cu} = (328 \pm 70)$ nm. Ambos os valores encontrados nos dispositivos apresentados neste trabalho estão de acordo com os valores de experimentos encontrados na literatura acadêmica, demonstrando que os dispositivos fabricados no Laboratório de Materiais Avançados e na sala limpa do Departamento de Física da Universidade Federal de Viçosa.

Além das propriedades quantitativas de geração e transporte de correntes de spin medidas, foi possível observar a inversão da polarização da corrente de spin devido a inversão na corrente elétrica aplicada no injetor. Esse efeito em particular é pouco explorado na literatura, pois envolve realizar medidas com correntes DC, o que torna as medidas mais complicadas de serem feitas, devido ao ruído associado ao aquecimento das amostras devido ao efeito Joule.

Atingir autonomia na fabricação desses dispositivos na Universidade Federal de Viçosa abre inúmeras portas para estudos de cunho fundamental e tecnológico, possibilitando fabricar as válvulas de spin laterais com diversos materiais para o estudo de propriedades básicas de transporte de correntes puras de spin, e também desenvolver dispositivos aplicados, como por exemplo transistores de spin. Neste contexto, esse trabalho tem como perspectiva expandir a fabricação desses dispositivos para abranger materiais novos e mais complexos, como TMD's (dicalcogenetos de metais de transição) e isolantes topológicos. Para isso, ainda é necessário desenvolver novas receitas de fabricação para incluir junções túnel nestas estruturas, facilitando assim o contato elétrico com materiais mais complexos onde o transporte eletrônico não é trivial, e também melhorando a eficiência do transporte de correntes de spin pela interface entre os materiais.

Referências

- [1] GRIFFITHS, D. J. *Introduction to electrodynamics*. Cambridge University Press, 2023.
- [2] MAXWELL, J. C. Viii. a dynamical theory of the electromagnetic field. *Philosophical transactions of the Royal Society of London*, , n. 155, p. 459–512, 1865.
- [3] BOHR, N. I. on the constitution of atoms and molecules. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, v. 26, n. 151, p. 1–25, 1913.
- [4] GERLACH, W.; STERN, O. Der experimentelle nachweis des magnetischen moments des silberatoms. *Zeitschrift für Physik*, v. 8, n. 1, p. 110–111, 1922.
- [5] HEISENDERG, W. Über quantentheoretische umdeutung kinematischer und mechanischer beziehungen. *Zeitschrift für Physik*, v. 33, p. 879–893, 1925.
- [6] SCHRÖDINGER, E. An undulatory theory of the mechanics of atoms and molecules. *Physical review*, v. 28, n. 6, p. 1049, 1926.
- [7] HEISENBERG, W. *Zur theorie des ferromagnetismus*. Springer, 1985.
- [8] KITTEL, C. *Introduction to solid state physics eighth edition*. 2021.
- [9] MOTT, N. F. The electrical conductivity of transition metals. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, v. 153, n. 880, p. 699–717, 1936.
- [10] STONER, E. C. Collective electron ferromagnetism. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, v. 165, n. 922, p. 372–414, 1938.
- [11] THOMSON, W. On the electrodynamic qualities of metals. effects of magnetization on the electrical conductivity of nickel and iron. *Royal Society Publishing*, 1857.

- [12] BAIBICH, M. N.; BROTO, J. M.; FERT, A.; VAN DAU, F. N.; PETROFF, F.; ETIENNE, P.; CREUZET, G.; FRIEDERICH, A.; CHAZELAS, J. Giant magnetoresistance of (001) fe/(001) cr magnetic superlattices. *Physical review letters*, v. 61, n. 21, p. 2472, 1988.
- [13] BINASCH, G.; GRÜNBERG, P.; SAURENBACH, F.; ZINN, W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical review B*, v. 39, n. 7, p. 4828, 1989.
- [14] HIRSCH, J. Spin hall effect. *Physical review letters*, v. 83, n. 9, p. 1834, 1999.
- [15] VALENZUELA, S. O.; TINKHAM, M. Direct electronic measurement of the spin hall effect. *Nature*, London, v. 442, n. 7099, p. 176–179, 2006.
- [16] AZEVEDO, A.; VILELA LEÃO, L.; RODRIGUEZ-SUAREZ, R.; OLIVEIRA, A.; REZENDE, S. dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect? *Journal of applied physics*, v. 97, n. 10, 2005.
- [17] UCHIDA, K.-I.; ADACHI, H.; OTA, T.; NAKAYAMA, H.; MAEKAWA, S.; SAITOH, E. Observation of longitudinal spin-seebeck effect in magnetic insulators. *Applied Physics Letters*, Woodbury, v. 97, n. 17, 2010.
- [18] UCHIDA, K.-I.; TAKAHASHI, S.; HARII, K.; IEDA, J.; KOSHIBAE, W.; ANDO, K.; MAEKAWA, S.; SAITOH, E. Observation of the spin seebeck effect. *Nature*, London, v. 455, n. 7214, p. 778–781, 2008.
- [19] JOHNSON, M.; SILSBEE, R. H. Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals. *Physical review letters*, v. 55, n. 17, p. 1790, 1985.
- [20] JEDEMA, F. J.; FILIP, A. T.; VAN WEES, B. Electrical spin injection and accumulation at room temperature in an all-metal mesoscopic spin valve. *Nature*, London, v. 410, n. 6826, p. 345–348, 2001.
- [21] MARIAN, D.; SORIANO, D.; CANNAVÓ, E.; MARIN, E. G.; FIORI, G. Electrically tunable lateral spin-valve transistor based on bilayer cri3. *npj 2D Materials and Applications*, v. 7, n. 1, p. 42, 2023.
- [22] FUKUMA, Y.; WANG, L.; IDZUCHI, H.; TAKAHASHI, S.; MAEKAWA, S.; OTANI, Y. Giant enhancement of spin accumulation and long-distance spin precession in metallic lateral spin valves. *Nature materials*, v. 10, n. 7, p. 527–531, 2011.

- [23] FERT, A.; VAN DAU, F. N. Spintronics, from giant magnetoresistance to magnetic skyrmions and topological insulators. *Comptes Rendus. Physique*, v. 20, n. 7-8, p. 817–831, 2019.
- [24] IDZUCHI, H.; FUKUMA, Y.; OTANI, Y. Spin transport in non-magnetic nano-structures induced by non-local spin injection. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, v. 68, p. 239–263, 2015.
- [25] BASSALO, J. M. F.; CATTANI, M. S. D. Teoria de grupos para físicos. *Publicação IF E-BOOK*, v. 1661, 2011.
- [26] EISBERG, R.; RESNICK, R. Quantum physics of atoms, molecules. solids. *Nuclei and Particles*, p. 466, 1986.
- [27] CURIE, P. *Propriétés magnétiques des corps a diverses températures*. Number 4. Gauthier-Villars et fils, 1895.
- [28] NÉEL, L. Propriétés magnétiques des ferrites; ferrimagnétisme et antiferromagnétisme. In: . c1948. v. 12. p. 137–198.
- [29] SILSBEE, R.; JANOSSY, A.; MONOD, P. Coupling between ferromagnetic and conduction-spin-resonance modes at a ferromagnetic—normal-metal interface. *Physical Review B*, v. 19, n. 9, p. 4382, 1979.
- [30] HOFFMANN, A. Spin hall effects in metals. *IEEE transactions on magnetics*, v. 49, n. 10, p. 5172–5193, 2013.
- [31] ZHANG, S. S.-L.; ZHANG, S. Spin convertance at magnetic interfaces. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, v. 86, n. 21, p. 214424, 2012.
- [32] REZENDE, S. M. *Fundamentals of magnonics*. Springer, 2020. v. 969.
- [33] VALET, T.; FERT, A. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Physical Review B*, v. 48, n. 10, p. 7099, 1993.
- [34] PAULI, W. Über den zusammenhang des abschlusses der elektronengruppen im atom mit der komplexstruktur der spektren. *Zeitschrift für Physik*, v. 31, n. 1, p. 765–783, 1925.
- [35] FERMI, E. Sulla quantizzazione del gas perfetto monoatomico. *Rendiconti Lincei*, v. 145, 1926.

- [36] DIRAC, P. A. M. On the theory of quantum mechanics. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, v. 112, n. 762, p. 661–677, 1926.
- [37] ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D. *Solid state physics*. New York: Holt, Rinehart and Winston, 1976.
- [38] FERT, A.; LEE, S.-F. Theory of the bipolar spin switch. *Physical Review B*, v. 53, n. 10, p. 6554, 1996.
- [39] TAKAHASHI, S.; MAEKAWA, S. Spin injection and detection in magnetic nanostructures. *Physical Review B*, v. 67, n. 5, p. 052409, 2003.
- [40] DUBOIS, S.; PIRAUX, L.; GEORGE, J.; OUNADJELA, K.; DUVAIL, J.; FERT, A. Evidence for a short spin diffusion length in permalloy from the giant magnetoresistance of multilayered nanowires. *Physical Review B*, v. 60, n. 1, p. 477, 1999.
- [41] ZAHND, G.; VILA, L.; PHAM, V.; COSSET-CHENEAU, M.; LIM, W.; BRENAC, A.; LACZKOWSKI, P.; MARTY, A.; ATTANÉ, J. Spin diffusion length and polarization of ferromagnetic metals measured by the spin-absorption technique in lateral spin valves. *Physical Review B*, v. 98, n. 17, p. 174414, 2018.
- [42] GROVE, W. R. On the electro-chemical polarity of gases. In: . c1850. v. 6. p. 168–169.
- [43] PLÜCKER, M. Xlvi. observations on the electrical discharge through rarefied gases. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, v. 16, n. 109, p. 408–418, 1858.
- [44] MATTOX, D. M.; MATTOX, V. *Vacuum coating technology*. Springer, 2003.
- [45] SANTOS, O. A. *Spintrônica em heteroestruturas magnéticas: conversão recíproca de corrente de spin e corrente de carga*. 2018. Tese (Doutorado em Física) - Universidade Federal de Pernambuco, 2018.
- [46] DEDAVID, B. A.; GOMES, C. I.; MACHADO, G. *Microscopia eletrônica de varredura: aplicações e preparação de amostras: materiais poliméricos, metálicos e semicondutores*. EdIPUCRS, 2007.
- [47] Scanning electron microscopy. <https://myscope.training>. Acesso: 02/11/2024.

-
- [48] JACKSON, J. D. *Classical electrodynamics*. Wiley, 1998.
- [49] SWANSON, L. W.; SCHWIND, G. A. Review of zero/w schottky cathode. In: *Handbook of charged particle optics*. CRC press, 2017. p. 1–28.
- [50] AUGER, P. Modification of the characteristic x-rays of the elements by electron impact. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, v. 180, p. 1544–1546, 1925.
- [51] TREUTING, H. K. G.; GLENN, W. G. Electron beam microfabrication. *Bell System Technical Journal*, v. 44, n. 3, p. 469–484, 1965.
- [52] DE OLIVEIRA, L. B. *Nanofabrication and investigation of ground state degeneracy in artificial spin ice lattices*. 2024. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal de Viçosa, 2024.

Apêndice A

Automação das medidas experimentais

A automação dos equipamentos foi feita utilizando o *software Labview*, que consiste em um ambiente de programação com uma linguagem integrada gráfica. As bases da programação dos equipamentos são o protocolo VISA (Virtual Instrument Software Architecture) e a interface GPIB (General Purpose Interface Bus). O protocolo VISA já é integrado ao *labview* e consiste de 4 VI's (*virtual instrument*) principais que fazem a comunicação com os equipamentos. O *VISA OPEN* é o VI responsável pela abertura da comunicação entre o equipamento e o *software*. O *VISA WRITE* é o VI que envia comandos para os equipamentos utilizando a linguagem SCPI (*Standard Commands for Programmable Instruments*). O *VISA READ* é o VI que recebe informação dos equipamentos. E por fim o *VISA CLOSE* é o VI responsável por encerrar a comunicação entre os equipamentos e o *software*. Esses VI's estão ilustrados na figura A.1. Os demais aspectos do *labview* são semelhantes a uma linguagem convencional de programação, como *for loops*, *while loops* manipulação de variáveis, etc.

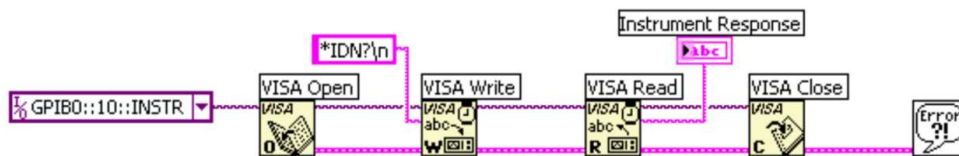


Figura A.1 – VI's básicos do protocolo VISA.

O programa desenvolvido para a realização das medidas de magnetorresistência não local consiste em 5 sub-rotinas. A primeira sub-rotina é responsável por estabelecer a comunicação com os equipamentos através do endereço GPIB e configurar o modo de operação de cada equipamento (figura A.2).

A segunda sub-rotina é responsável por implementar os pontos iniciais e finais de campo magnético da medida para três passos diferentes, possibilitando medidas mais detalhadas ou

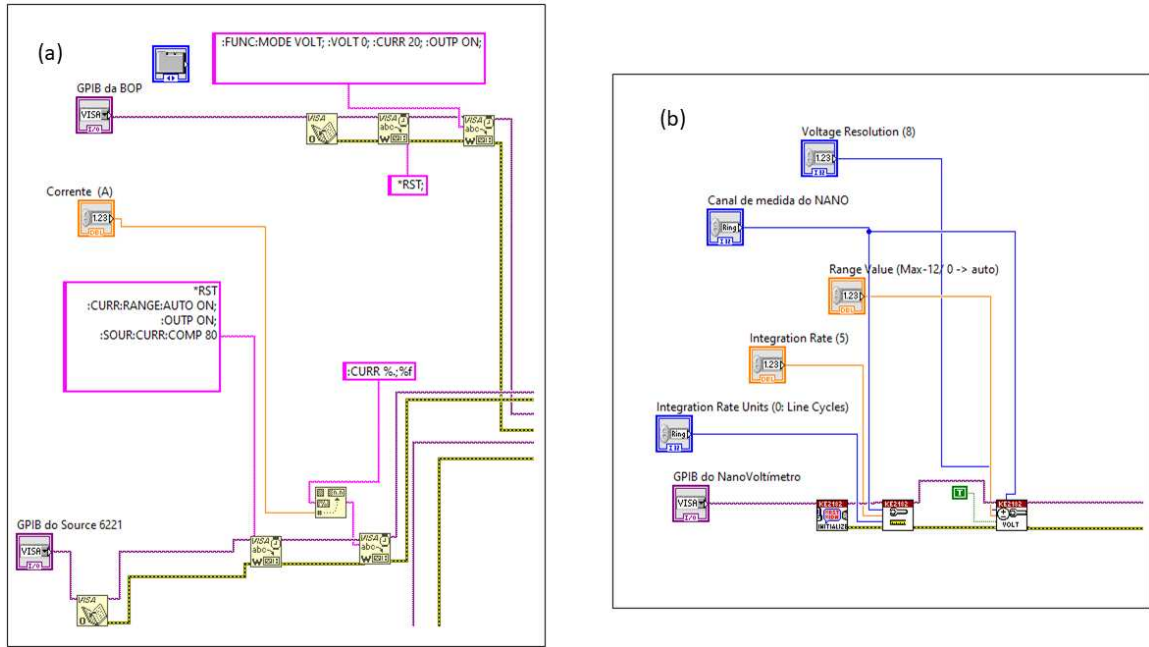


Figura A.2 – Sub-rotina responsável pela comunicação inicial dos equipamentos. (a) Sub-rotina da fonte *Kepeco Bipolar operational power supply/amplifier* e do *Keithley 6221 DC and AC current source*. (b) Sub-rotina do *Keithley 2182A nanovoltmeter*.

mais rápidas a depender da região de interesse. Além disso, essa sub-rotina também aplica um campo magnético máximo para saturar a magnetização da amostra (figura A.3).

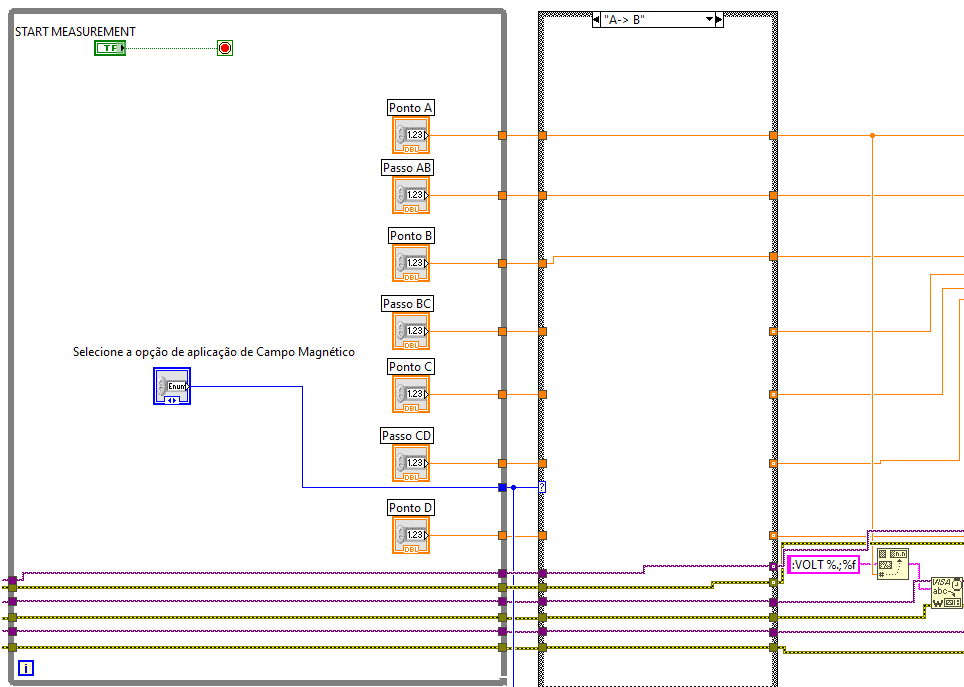


Figura A.3 – Sub-rotina de determinação dos pontos da medida e aplicação do campo magnético de saturação.

A terceira sub-rotina é a aplicação e variação da tensão aplicada pela fonte bipolar que

alimenta o eletroímã. Essa sub-rotina consiste em um *for loop* que roda uma vez por ponto da medida (figura A.4).

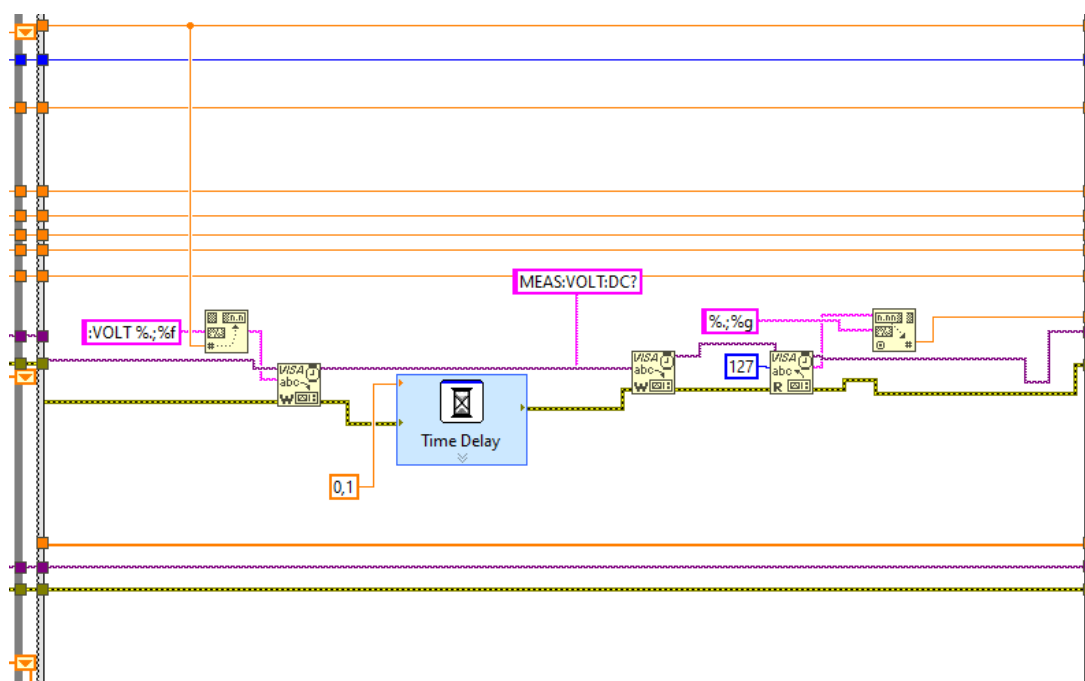


Figura A.4 – Sub-rotina de variação do campo magnético.

A quarta sub-rotina é a principal do programa, ela é responsável por aplicar a corrente na amostra, coletar as medidas feitas pelo *Keithley 2182A nanovoltmeter*, converter a tensão aplicada pela fonte em campo magnético e exportar os dados da medida em um arquivo .txt (figura A.5).

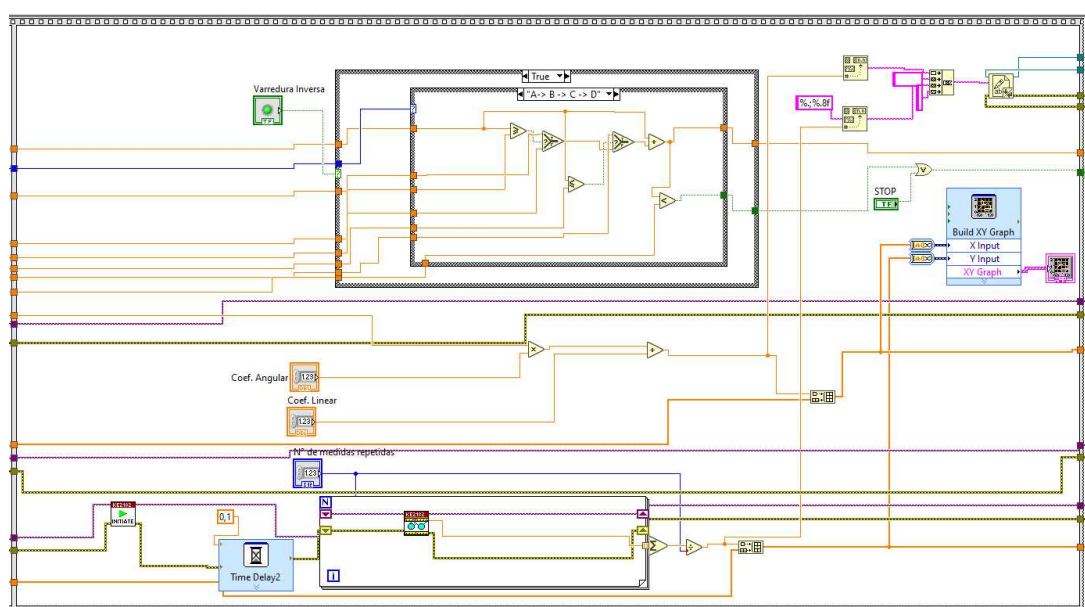


Figura A.5 – Sub-rotina de realização das medidas, conversão da tensão em campo magnético e exportação dos dados.

Por fim, a última sub-rotina do programa faz o encerramento da comunicação com os equipamentos. Junto com o encerramento da comunicação, é feito também uma limpeza da memória dos equipamentos (figura A.6).

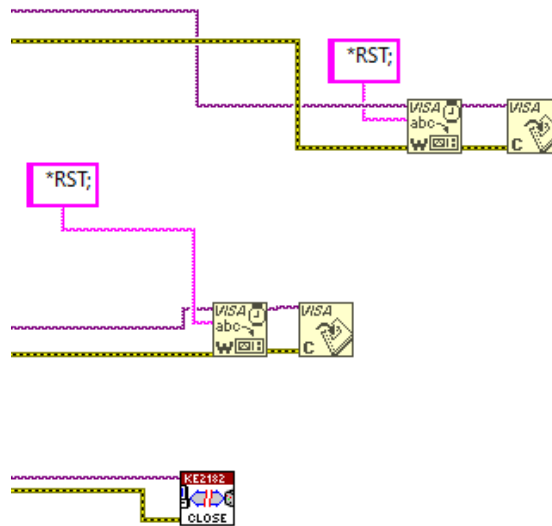


Figura A.6 – Rotina final de encerramento da comunicação com os equipamentos.

Uma grande vantagem do *labview* é a sua facilidade de programar a interface gráfica. Apesar de não necessária, a interface gráfica permite um melhor controle dos parâmetros de

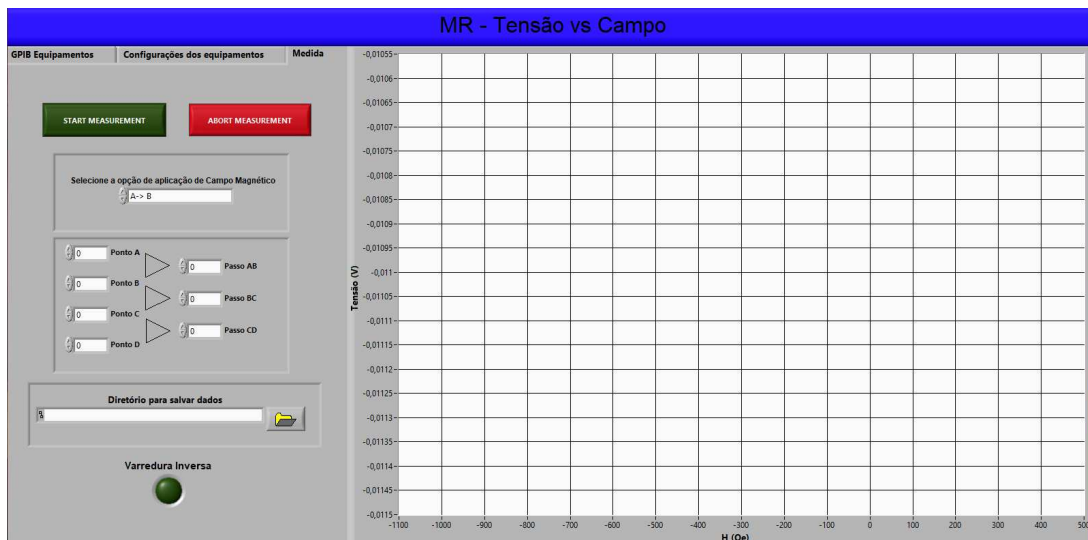


Figura A.7 – Interface gráfica do programa de medidas de magnetorresistência não local.

medida e possibilita que a medida seja acompanhada em tempo real. A figura A.7 mostra a interface gráfica desenvolvida para o programa de medidas de magnetorresistência não local. Apesar de ter sido desenvolvido para um tipo específico de medidas de magnetorresistência, o programa possibilita qualquer medida que envolva tensão em função de um campo magnético aplicado, como, por exemplo, experimentos de efeito Seebeck de *spin*, efeito Hall clássico, etc.

Apêndice B

Degradação das amostras

A degradação das amostras constitui um fator crítico nas medidas de magnetorresistência não local. Devido às dimensões nanométricas da estrutura, correntes elétricas elevadas promovem aquecimento excessivo por efeito Joule, o que pode danificar de forma irreversível os filmes finos. Por outro lado, a injeção elétrica de spin depende fortemente da densidade de corrente nas interfaces injetor/nanofio e coletor/nanofio; assim, correntes muito baixas resultam em densidades de corrente insuficientes para gerar uma corrente de spin detectável, inviabilizando a realização das medidas em temperatura ambiente.

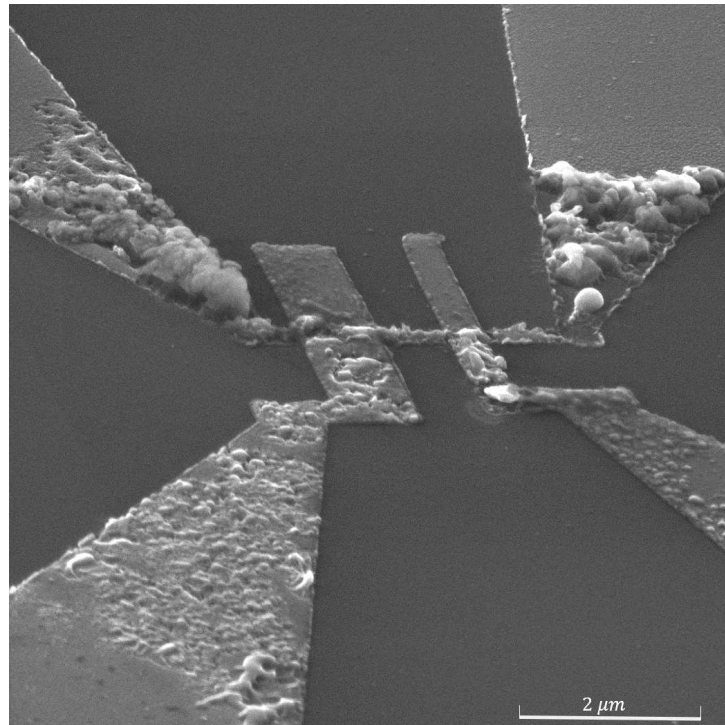


Figura B.1 – Imagem de microscopia eletrônica de varredura da amostra com $L=736$ nm após a realização das medidas

Em todas as medidas apresentadas neste trabalho, foi utilizada uma corrente constante de $I = 100 \mu\text{A}$, valor escolhido com base em referências da literatura [15,20]. Uma abordagem alternativa para mitigar o aquecimento das amostras seria o uso de correntes alternadas; no entanto, essa técnica apresenta a desvantagem de comprometer o controle sobre a polarização da corrente de spin. Como as medidas realizadas foram conduzidas com corrente contínua (DC) e exigiram longos tempos de aquisição devido ao elevado nível de ruído no sinal de magnetorresistência não local, algumas amostras sofreram degradação severa. Para exemplificar, a Figura B.1 apresenta uma imagem de microscopia eletrônica de varredura (MEV) da amostra com $L = 736 \text{ nm}$, na qual se observa de forma evidente o dano ocasionado pela exposição prolongada à corrente DC de $100 \mu\text{A}$ durante os experimentos.