

**Universidade Federal do Rio Grande do Sul**

**Instituto de Física**

**Configurações Complexas de Spins em Filmes Finos  
Heteroestruturas\***

**“Complex Spin Configurations in Thin Films Heterostructures”**

Rovan Fernandes Lopes

Tese realizada sob a orientação do Prof. Dr. Paulo Pureur Neto e apresentada ao Instituto de Física da UFRGS, em preenchimento parcial dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Porto Alegre

Novembro de 2017

Esta Tese é dedicada ao meu pai  
Walter, à minha mãe Mariana, à minha  
noiva Graciela e à minha irmã Lutiene.

## Agradecimentos

Durante a realização deste trabalho tive a oportunidade de aprender algumas técnicas experimentais e um do pouco do conhecimento que é aqui exposto, mas tão importante quanto isto, tive a oportunidade de conhecer pessoas maravilhosas que contribuíram de diferentes formas para a realização deste estudo e para que esse período passasse de forma muito rápida. Deste modo, agradeço:

A Deus pela vida, pelas pessoas maravilhosas que estiveram e que estão nela e pelas oportunidades.

Ao professor Dr. Paulo Pureur pela dedicação, paciência, seriedade, constante orientação e por sempre acreditar neste trabalho, permitindo com que eu pudesse avançar mesmo frente às diversas adversidades.

Ao professor Dr. Fabiano Colauto por toda a ajuda na obtenção, análise e discussão dos dados de MOI e por ter atuado como um grande colaborador deste trabalho.

A Dra. Danusa do Carmo pelas discussões, medidas de MOI e pela disponibilidade em ajudar.

Ao professor Dr. Milton A. Tumelero por, apesar de estar a pouco tempo no lab, ter contribuído de inúmeras formas para a realização deste trabalho.

Aos pesquisadores Dr. Eduardo M. Bittar e Dra. Elisa B. Saitovitch pela disponibilidade e ajuda nas medidas elétricas realizadas no sistema Dynacool do CBPF.

Ao pesquisador Dr. Fernando Stavalle pelas discussões, ensinamentos e medidas de microscopia de força magnética realizadas no CBPF.

Ao professor Dr. Moni Behar pela ajuda nas medidas e interpretação dos resultados de RBS.

Ao, agora Dr., Fabiano Mesquita por ter me iniciado na arte de colocar contatos elétricos e realizar medidas de transporte, e por todo auxílio prestado sempre de boa vontade.

A pesquisadora Dra Bárbara Canto pela disponibilidade e paciência nas medidas de MFM no LAM da UFRGS.

Ao professor Dr. Lúcio S. Dorneles pela disponibilidade do sistema de sputtering do LMMM e ao seu aluno Diego S. da Rosa pela deposição dos filmes finos com Pd.

Aos professores Dr. Miguel A. C. Gusmão, Dr. Lúcio S. Dorneles e Dr. Marcos A. Z. Vasconcellos por terem participado como banca de meu exame de qualificação e por todas às contribuições prestadas.

Aos professores Dr. Eduardo M. Bittar, Dr. Lúcio S. Dorneles, Dr. Marcos A. Z. Vasconcellos e Dr. Leonardo Brunnet por terem participado como banca, pelas minuciosas correções sugeridas e por todas as colaborações a versão final desta Tese.

Ao Físico Júlio Schoffen e ao professor Dr. Antônio M. H. de Andrade pelas contribuições e deposições no sistema de sputtering do LCN.

Ao técnico Luiz Antônio pelo empenho em fornecer He líquido para o nosso laboratório.

Aos professores Dr. Valdemar N. Vieira e Dr. Fabio T. Dias pelos ensinamentos do mestrado e por terem me incentivado a continuar os estudos.

Aos professores Jacob Schaf, Mario N. Baibich e Gilberto L. F. Fraga pelos ensinamentos e bom convívio no laboratório.

Aos colegas e amigos dos laboratórios: Lutiene, Ramón, Jorge, Fabiano, Paola, Sabrina, Eduardo, Jean, Saulo, Grazielle, Paula, Pedro, Renan, Bárbara, Nelson e Claudio.

Aos meus pais, Mariana e Walter, por todos ensinamentos, pelo apoio incondicional e por sempre acreditarem em minha capacidade.

Aos meus irmãos, Leirson, Tanaira e Lutiene, por todo carinho e apoio.

A minha noiva, Graciela, por toda a paciência, compreensão, companheirismo e amor.

Ao CNPq pela bolsa concedida.

## Resumo

Esta Tese consiste de um estudo experimental sobre a formação de texturas magnéticas em heteroestruturas do tipo filmes finos bi, tri e multicamadas. A investigação é feita através de medidas de magnetização, propriedades de magnetotransporte elétrico e imageamento por magneto-óptica. Foram produzidos e estudados dois tipos principais de heteroestruturas: (i) filmes bicamadas e multicamadas de Co/Ru e Co/Pd e (ii) filmes de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co.

Os resultados de resistividade elétrica, magnetorresistência e efeito Hall para as bicamadas de Co/Ru e Co/Pd foram analisados com base num modelo de condução por duas correntes em paralelo, com mistura de correntes. A partir desta análise, juntamente com os resultados de magnetização, identificam-se efeitos de interface entre as camadas componentes da heteroestrutura. Os resultados sugerem a formação de texturas magnéticas não triviais na região da interface. Em razão da forte interação spin-órbita no Ru e, principalmente, no Pd supõe-se que efeitos da interação Dzyaloshinskii-Moriya sejam relevantes para a estabilização das texturas de spin na interface.

Também são apresentados e discutidos resultados de medidas de transporte elétrico e imageamento por magneto-óptica em filmes finos de estrutura Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co. Nestas amostras foi observada uma correlação entre as propriedades de magnetotransporte medidas na camada de Co e o regime de penetração de fluxo magnético na camada supercondutora. Desta forma, essa estrutura híbrida mostrou-se útil para detecção de penetração de fluxo na forma de avalanches na camada supercondutora. Além disso, em todas as amostras investigadas observou-se a indução de uma textura de spin na camada ferromagnética que reproduz a geometria dendrítica das avalanches de fluxo na camada supercondutora. Tais texturas, impressas no filme ferromagnético, são estáveis em temperaturas muito superiores à temperatura crítica do Nb. Os resultados de imageamento magneto-óptico mostram que os dendritos magnéticos possuem uma estrutura interna não trivial, que depende da magnetização prévia da camada de Co.

# Abstract

This Thesis consists of an experimental study on the formation of magnetic textures in heterostructures composed by thin films bi, tri and multilayers. Magnetization, magnetotransport properties and magneto-optical imaging measurements were carried out as function of temperature and magnetic field. Two types of heterostructures were investigated: (i) Co/Ru and Co/Pd bilayers and multilayers and (ii) Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co.

The resistivity, magnetoresistance and Hall effect results for Co/Ru and Co/Pd were analysed using a two current conduction model, with current mixing. From this analysis, complemented by magnetization results, effects from the interface between adjacent layers are identified. These results suggests the formation of non-trivial textures in the interface. Owing to the spin-orbit interaction from Ru and mainly from Pd, it is suggested that the Dzyaloshinskii-Moriya plays an important role for the stabilization of those interfacial spin textures.

Magnetotransport results and magneto-optical imaging measurements in Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co heterostructures are presented and discussed. It was observed that the magnetotransport measurements in the Co layer is strongly correlated to the magnetic flux penetration regime in the superconducting layer. Consequently, our heterostructure appears to be a useful tool to detect flux avalanches in the superconducting layer. Besides, in all investigated samples magnetic textures were induced in the ferromagnetic layer. The textures mimic the dendritic form of the avalanches. Such magnetic textures are stable up temperatures far larger than the superconducting transition for Nb. The magneto-optical imaging results show that these imprinted dendritic textures have a non-trivial internal structure which depends on the initial magnetic state in Co.

# Sumário

<b>Capítulo 1 – Introdução às Propriedades de Transporte e Magnéticas em Materiais Ferromagnéticos e Supercondutores</b> .....	4
<b>1.1- Propriedades de Transporte Elétrico de Metais Ferromagnéticos</b> .....	4
1.1.1 – Resistividade Elétrica em Função da Temperatura em Metais Magnéticos .....	4
1.1.2 – Modelo de Duas Correntes com Mistura de Spin .....	5
1.1.3 – Efeito Hall .....	6
1.1.4 – Magnetorresistência .....	11
<b>1.2 – Ordenamento Magnético em Filmes Ferromagnéticos</b> .....	14
1.2.1 – Energias Magnéticas .....	15
1.2.1.a – Interação de Troca (Exchange).....	15
1.2.1.b – Anisotropia cristalina .....	16
1.2.1.c – Energia de Zeeman .....	16
1.2.1.d – Energia magnetostática ou anisotropia de forma.....	16
1.2.2 – Exemplos de Arranjos de Spin em Filmes de Co.....	20
<b>1.3 - Aspectos gerais da supercondutividade</b> .....	21
1.3.1 – Estado misto em supercondutores do tipo II .....	22
1.3.1.a – Entrada Homogênea de Fluxo numa Amostra Supercondutora e o Modelo de Bean.....	24
1.3.1.b – Avalanches de Fluxo Magnético .....	26
<b>Capítulo 2 – Propriedades de Filmes Híbridos: a – Ferromagneto/Metal com Forte Interação Spin-órbita b – Supercondutor/Isolante/Ferromagneto</b> .....	32
<b>2.1 – Interface entre Bicamadas Formadas por um Filme Ferromagnético e um Metal com Forte Acoplamento Spin-órbita</b> .....	32
2.1.1 – Interação Dzyaloshinskii-Moriya.....	32
2.1.1.1 – Skyrmions Magnéticos .....	34
2.1.1.1.a – Rede de Vórtices versus Rede de Skyrmions.....	35
2.1.1.1.b – Skyrmions em Multicamadas de Co/Pd .....	36
2.1.1.2 – Outras Texturas de Spins.....	37
2.1.2 – Propriedades da Interface no Transporte e no Magnetismo de Filmes Bicamadas e Multicamadas de Co/Ru .....	39
2.1.2.a – Propriedades da interface em Filmes de Co/Ru.....	40
2.1.2.b – Magnetorresistência e Efeito Hall em Filmes de Co/Ru .....	40
2.1.3 – Propriedades da Interface no Transporte e Magnetismo de Filmes de Co/Pd .....	41
2.1.3.a – Propriedades da Interface em Filmes de Co/Pd .....	41

2.1.3.b – Magnetorresistência e Efeito Hall em Filmes de Co/Pd.....	42
<b>2.2 – Sistemas Heteroestruturas Supercondutor/Ferromagneto.....</b>	<b>45</b>
2.2.1 – <i>Sistemas Híbridos Supercondutor e Ferromagneto com Magnetização Perpendicular ao Plano do Filme</i> .....	46
2.2.2 – <i>Heteroestruturas SC/FM com Magnetização no Plano</i> .....	47
2.2.3 – <i>Modificações do Estado Magnético da Camada Ferromagnética Induzidas pelos Vórtices na Camada Supercondutora</i> .....	51
<b>Capítulo 3 – Caracterização e Métodos Experimentais.....</b>	<b>55</b>
<b>3.1 - Fabricação de Filmes Finos.....</b>	<b>55</b>
<b>3.2 – Calibração e Caracterização dos Filmes (XRD XRR e RBS).....</b>	<b>59</b>
3.2.1 – <i>Refletometria de Raios – X (XRR)</i> .....	59
3.2.2 – <i>Difração de Raios – X (XRD)</i> .....	62
3.2.3 – <i>Espectrometria por Retroespalhamento de Rutherford (RBS)</i> .....	65
<b>3.3 – Medidas de Transporte Elétrico .....</b>	<b>68</b>
<b>3.4 – Medidas de Magnetização – Magnetômetro SQUID.....</b>	<b>71</b>
<b>3.5 – Medidas de Imageamento Magneto-óptico (MOI) .....</b>	<b>72</b>
<b>Capítulo 4 – Propriedades de Magnetotransporte em Filmes Finos Bicamadas de Co/Ru e Co/Pd .....</b>	<b>76</b>
<b>4.1 – Magnetização e Magnetotransporte no Sistema Co/Ru.....</b>	<b>76</b>
4.1.1 – <i>Filme de Cobalto (UFRGS)</i> .....	76
4.1.1.a – Magnetização no Plano.....	76
4.1.1.b – Resistividade Longitudinal.....	77
4.1.1.c – Magnetorresistência.....	78
4.1.1.d – Efeito Hall .....	79
4.1.2 – <i>Filme de Rutênio</i> .....	82
4.1.2.a – Resistividade longitudinal .....	82
4.1.2.b – Magnetorresistência .....	84
4.1.2.c – Resistividade Hall.....	85
4.1.3 – <i>Bicamadas de Co/Ru</i> .....	87
4.1.3.a – Magnetização.....	87
4.1.3.b – Resistividade Longitudinal.....	89
4.1.3.c – Magnetorresistência.....	93
4.1.3.d – Efeito Hall .....	95
4.1.4 – <i>Magnetização e Magnetotransporte na Multicamada de Co/Ru</i> .....	98
4.1.4.a –Magnetização.....	98

4.1.4.b – Resistividade Longitudinal.....	99
4.1.4.c – Magnetorresistência.....	99
4.1.4.d – Efeito Hall .....	100
<b>4.2 – Magnetização e Magnetotransporte no Sistema Co/Pd.....</b>	<b>101</b>
4.2.1 – Filme de Cobalto (UFSM).....	101
4.2.1.a – Magnetização no Plano.....	102
4.2.1.b – Resistividade Longitudinal.....	103
4.2.1.c – Magnetorresistência.....	103
4.2.1.d – Efeito Hall .....	105
4.2.2 – Filme de Paládio .....	106
4.2.2.a – Resistividade longitudinal .....	106
4.2.2.b – Magnetorresistência .....	107
4.2.2.c – Efeito Hall .....	109
4.2.3 – Bicamada de Co/Pd.....	110
4.2.3.a – Magnetização no Plano.....	110
4.2.3.b – Resistividade Longitudinal.....	111
4.2.3.c – Magnetorresistência.....	113
4.2.2.d – Efeito Hall .....	116
4.2.4 – Multicamadas de Co/Pd.....	119
4.2.4.a – Magnetização no Plano.....	120
4.2.4.b – Resistividade Longitudinal.....	120
4.2.4.c – Magnetorresistência.....	121
4.2.4.d – Efeito Hall .....	122
<b>Capítulo 5 – Correlações entre Supercondutividade e Magnetismo em Filmes Finos</b>	
<b>Heteroestruturas Supercondutor/Isolante/Ferromagneto.....</b>	<b>124</b>
<b>5.1 – Medidas de Magnetização, Imageamento Magneto-ótico e Magnetotransporte no Sistema Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24).....</b>	<b>124</b>
5.1.1 – Medidas de Magnetização na Amostra Nb(200)/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (22)/Co(24) .....	124
5.1.2 – Medidas de Imageamento por Magneto-ótica na Amostra Nb(200)/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (22)/Co(24) .....	125
5.1.3 – Magnetotransporte na Amostra Nb(200)/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (22)/Co(24) .....	131
5.1.3.a – Resistividade longitudinal .....	131
5.1.3.b – Magnetorresistência .....	132
5.1.3.c – Efeito Hall .....	135
<b>5.2 – Medidas de MOI no Filme Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(20) .....</b>	<b>139</b>

5.2.1 – Penetração Homogênea de Fluxo Magnético .....	139
5.2.2 – Penetração de Fluxo na Forma de Avalanches .....	140
5.2.3 – Estrutura Interna dos Dendritos Magnéticos.....	143
5.2.4 – Caracterização da Textura Magnética Induzida.....	146
5.2.5 – Mecanismo de Reversão da Magnetização pelas Avalanches de Fluxo .....	149
5.2.6 – Correlações entre o Mecanismo de Reversão e os Resultados Obtidos Experimentalmente.....	150
5.2.7 – Penetração Homogênea de Fluxo na Amostra com Texturas Magnéticas Previamente Induzidas .....	153
<b>5.3 – Medidas de MOI no Filme Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(150) .....</b>	<b>155</b>
5.3.1 – Penetração Homogênea de Fluxo Magnético .....	155
5.3.2 – Penetração de Fluxo na Forma de Avalanches .....	156
5.3.3 – Efeito de Borda na Textura Magnética Induzida .....	158
5.3.4 – Estrutura Interna dos Dendritos Magnéticos.....	160
5.3.5 – Efeito da Temperatura na Textura Magnética Induzida na Amostra Nb/Co(150)	161
<b>Considerações Finais.....</b>	<b>163</b>
<b>I – Filme Bicamadas de Co/Ru.....</b>	<b>163</b>
I.a – Magnetização .....	163
I.b – Resistividade elétrica .....	164
I.c – Magnetorresistência.....	164
I.d – Efeito Hall.....	164
<b>II – Filme Multicamadas de Co/Ru .....</b>	<b>165</b>
<b>III – Filme Bicamadas de Co/Pd .....</b>	<b>165</b>
III.a – Magnetização .....	165
III.b – Resistividade Longitudinal .....	165
III.c – Magnetorresistência .....	166
III.d – Efeito Hall .....	166
<b>IV – Filmes Multicamadas de Co/Pd.....</b>	<b>166</b>
IV.a – Magnetização .....	166
IV.b – Resistividade Longitudinal .....	167
IV.c – Magnetorresistência .....	167
IV.d – Efeito Hall .....	167
<b>V – Filme de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24).....</b>	<b>167</b>
V.a – Medidas de MOI .....	167
V.b – Magnetorresistência .....	168

<i>V.c – Efeito Hall</i> .....	168
<b>VI – Filme de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(20)</b> .....	169
<b>VII – Filme de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(150)</b> .....	169
<b>VIII – Considerações Gerais</b> .....	170
<b>Anexo A – Modelo de Duas Correntes com Mistura Aplicado a Bicamadas</b> .....	172
<b>Anexo B – Efeitos da Camada Magnética na Temperatura Crítica de Transição do Nb na Heteroestrutura Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co</b> .....	177
<b>Anexo C – Microscopia de Força Magnética nas Heteroestruturas Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co com Textura Induzida</b> .....	181
<b>Referências Bibliográficas</b> .....	184

# Introdução

O estudo de configurações complexas de spins em escala meso e microscópica é objetivo de interesse tanto para a pesquisa em nível fundamental quanto para aplicações tecnológicas [1][2]. Tais configurações, em geral, são originadas pela competição entre as energias de troca, anisotropia cristalina, anisotropia de forma, energia Zeeman e interação Dzyaloshinskii-Moriya. A interação entre essas energias resulta na formação de texturas de spin tais como paredes de domínio quirais [3][4], domínios magnéticos do tipo tiras (“stripes”) ou bolhas (“bubbles”) [5], vórtices magnéticos [6][7], texturas espiraladas de spin [8][9], skyrmions magnéticos [10-21] e outras. Destas texturas destacamos os skyrmions magnéticos que são promissores para aplicações tecnológicas em armazenamento de dados devido as suas pequenas dimensões e baixas correntes de “depinning” [21]. Além disso, os skyrmions em geral formam uma rede hexagonal muito similar a uma rede de vórtices de Abrikosov em um supercondutor [9].

A presença de texturas magnéticas não colineares, como os skyrmions por exemplo, é atribuída à interação Dzyaloshinskii-Moriya (DM) entre spins localizados que resulta da quebra de simetria de inversão e da interação spin-órbita [22][23]. A interação DM ocorre em sistemas “bulk” cuja rede cristalina apresenta quebra de simetria de inversão ou nas interfaces entre filmes finos ferromagnéticos e metais com forte interação spin órbita [21]. Desta forma, heteroestruturas formadas por bicamadas ou multicamadas de materiais ferromagnéticos e metais com forte interação spin-órbita possuem grande potencial para produzir texturas não usuais de spins [21]. Podemos citar alguns exemplos como filmes ultrafinos monocamadas de Fe [19] ou bicamadas de Fe/Pd depositadas em substrato de Ir(111) [24], multicamadas assimétricas de Ir/Co/Pt [25] e multicamadas simétricas de Co/Pd [20].

Outros sistemas que são fortes candidatos para a geração de texturas magnéticas são filmes heteroestruturas do tipo supercondutor/isolante/ferromagneto (SC/I/FM), onde a camada isolante tem o objetivo de evitar o efeito de proximidade. Neste tipo de heteroestrutura as texturas podem ser formadas pela interação dos vórtices de Abrikosov com a camada ferromagnética.

Muitos estudos em diferentes sistemas SC/FM mostram os efeitos da magnetização da camada ferromagnética na formação de vórtices e nucleação do estado supercondutor [26-39]. Porém, poucos trabalhos são focados nas modificações das

propriedades da camada ferromagnética causadas pela presença de fluxo magnético no supercondutor [40-46]. A maioria desses estudos mostra modificações das paredes de domínio da camada ferromagnética devidas ao efeito Meissner e à presença de vórtices. Uma contribuição original nesse sentido, mostra que a camada ferromagnética e a camada supercondutora, em bicamadas SC/FM, podem interagir de tal forma a produzir uma estrutura magnética acoplada à estrutura de vórtices [45]. Entretanto, ainda são escassos e inconclusivos os trabalhos que visam demonstrar e descrever o efeito da supercondutividade nas propriedades magnéticas do filme ferromagnético em heteroestruturas SC/FM [40-46].

Inspirados na escassez de estudos sobre texturas magnéticas em sistemas híbridos e na recente descoberta dos skyrmions magnéticos, nosso estudo está centrado na possível indução de texturas magnéticas em dois tipos de heteroestruturas formadas por filmes finos: (i) SC/I/FM e (ii) FM/HM (onde HM refere-se à um metal com forte interação spin-órbita). Para o estudo das heteroestruturas do tipo SC/I/FM, fabricamos filmes finos tricamadas de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co, com diferentes espessuras dos filmes de Co e de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Uma das prováveis estruturas formadas em escala nanoscópica é a de skyrmions magnéticos na interface SC/FM devido à variação espacial da indução magnética produzida pelos vórtices supercondutores e às similaridades entre as redes de vórtices e a de skyrmions. Nesta Tese estudaram-se estruturas em escala mesoscópica resultantes da penetração do fluxo magnético na camada supercondutora na forma de avalanches. Por outro lado, com o intuito de observar efeitos de texturas magnéticas em interfaces de filmes híbridos FM/HM, caso (ii), foram preparadas amostras bicamadas e multicamadas de Co/Ru e Co/Pd. Para essas amostras, as texturas magnéticas se formam devido à quebra de simetria de inversão na interface entre os filmes e devido à forte interação spin-órbita oriunda das camadas de Ru e Pd. Procuramos evidenciar essas possíveis texturas magnéticas e seus efeitos por meio de medidas de transporte elétrico, magnetização e imageamento por magneto óptica, que são apresentadas e discutidas detalhadamente nos capítulos e descrevem os resultados obtidos.

Esta Tese está dividida da seguinte maneira. O capítulo 1 apresenta as principais propriedades básicas de transporte e magnetização de materiais ferromagnéticos e supercondutores. No capítulo 2 são apresentados propriedades de interface de filmes heteroestruturas de metais ferromagnéticos/metais com forte interação spin órbita, com ênfase nas propriedades de interface de filmes de Co/Ru e Co/Pd. Neste capítulo também são apresentados alguns resultados encontrados na literatura sobre a interação entre

vórtices numa camada supercondutora e o estado magnético em metais ferromagnéticos em heteroestruturas do tipo SC/I/FM. No capítulo 3 são apresentadas caracterizações feitas com difratometria de raios-X na configuração Bragg-Brentano (XRD), refletometria de raios-X (XRR) e com espectometria de retroespalhamento de Rutherford (RBS) nas amostras investigadas. Neste capítulo também são descritas as técnicas utilizadas na fabricação dos filmes, nas medidas de magnetização, transporte elétrico na presença de campo magnético e nas medidas de imageamento por magneto-óptica. O capítulo 4 foi reservado para a apresentação e discussão dos resultados obtidos das experiências de magnetoransporte e magnetização nos filmes bicamadas e multicamadas de Co/Ru e Co/Pd. No capítulo 5 são apresentados e discutidos os resultados de transporte elétrico e imageamento por magneto-óptica obtidos nos filmes finos heteroestruturas de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co. Por fim, no capítulo 6 são apresentadas as considerações finais referentes aos resultados discutidos nos capítulos 4 e 5.

# Capítulo 1 – Introdução às Propriedades de Transporte e Magnéticas em Materiais Ferromagnéticos e Supercondutores

Neste capítulo é feita uma revisão básica sobre algumas propriedades de transporte e magnéticas de materiais ferromagnéticos e de metais supercondutores. Estas propriedades, juntamente com as apresentadas no capítulo 2, são importantes para a análise e interpretação dos resultados obtidos neste trabalho.

## 1.1- Propriedades de Transporte Elétrico de Metais Ferromagnéticos

### *1.1.1 – Resistividade Elétrica em Função da Temperatura em Metais Magnéticos*

A resistividade elétrica de metais simples em função da temperatura pode ser descrita através de dois termos aditivos segundo a regra de Matthiessen. Em geral, escreve-se

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_f(T), \quad (1.1)$$

onde o primeiro termo,  $\rho_0$ , é a resistividade residual devido a impurezas e defeitos intrínsecos à rede cristalina. O segundo termo,  $\rho_f(T)$ , depende da temperatura e tem sua origem no espalhamento eletrônico por fônons. Entretanto, em materiais magnéticos, um termo  $\rho_{SM}(T)$  devido a interação do spin dos elétrons de condução com excitações de natureza magnética deve ser adicionado. Portanto, em metais magnéticos a equação (1.1) deve ser generalizada e obtêm-se

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_f(T) + \rho_{SM}(T), \quad (1.2)$$

onde a regra de Matthiessen, novamente, é suposta válida. Em altas temperaturas, o termo  $\rho_{SM}(T)$  é chamado de resistividade elétrica devido à desordem de spin e é

aproximadamente constante com a temperatura. Na temperatura de ordenamento magnético este termo apresenta um comportamento singular [47]. Em baixas temperaturas  $\rho_{SM}(T)$  é descrito em termos do espalhamento elétron-magnon. Em materiais com forte interação spin-órbita um termo adicional,  $\rho_{S-o}(T)$ , devido à interação dos elétrons de condução com centros spin-órbita ocorre em baixas temperaturas e a Equação (1.2) pode ser reescrita como

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_f(T) + \rho_{SM}(T) + \rho_{S-o}(T). \quad (1.3)$$

Experimentalmente, é usual descrever o comportamento da resistividade elétrica em função da temperatura da seguinte forma

$$\rho(T) = \rho_0 + aT^\beta, \quad (1.4)$$

onde o índice  $\beta$  está associado aos diferentes mecanismos de espalhamento eletrônico. No limite de baixas temperaturas, a interação elétron-fônon é associada a um termo  $T^5$ , enquanto que o espalhamento elétron-fônon do tipo s-d é relacionado com um termo  $T^3$ . Já o espalhamento elétron-magnon, presente em materiais ferromagnéticos, é caracterizado por um termo  $T^2$ . Em temperaturas mais baixas, o termo  $T^2$  também é associado à interação elétron-elétron interbanda [48].

### *1.1.2 – Modelo de Duas Correntes com Mistura de Spin*

O modelo de duas correntes de spin, proposto por Mott [49], supõe que as sub-bandas de spins minoritários e majoritários contribuem de forma independente para a resistividade elétrica de metais ferromagnéticos itinerantes. Em consequência disto, pode-se atribuir uma resistividade  $\rho_\uparrow$  para a sub-banda majoritária de spin e uma resistividade  $\rho_\downarrow$  para a sub-banda minoritária. Desta forma, a resistividade total,  $\rho$ , pode ser concebida como uma associação em paralelo entre as resistividades  $\rho_\uparrow$  e  $\rho_\downarrow$ , ou seja,

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_\uparrow} + \frac{1}{\rho_\downarrow}. \quad (1.5)$$

De modo equivalente, pode-se também escrever

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}}. \quad (1.6)$$

A expressão (1.6) também é válida quando processos de espalhamento inelástico causam inversão de spin, uma vez que uma inversão de spin “up” para spin “down” é acompanhada pelo processo reverso. Desta forma, as correntes dependentes de spin não são alteradas e a associação descrita pela Equação (1.6) permanece inalterada. Campbell e Fert [50], mostraram que, quando há processos de espalhamento elástico, é necessário que um termo que leve em conta a mistura de correntes seja adicionado ao modelo de Mott. A resistividade total é, então, escrita da seguinte forma [50]:

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}}, \quad (1.7)$$

onde  $\rho_{\uparrow\downarrow}$  é o termo que promove a mistura entre correntes dependentes de spin. Quando  $\rho_{\uparrow\downarrow} = 0$  (não há mistura de spin) obtém-se a expressão de Mott, Equação (1.6). No limite de forte mistura de spin,  $\rho_{\uparrow\downarrow} \gg \rho_{\uparrow}, \rho_{\downarrow}$ , a Equação (1.7) se reduz a

$$\rho \cong \frac{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}}{2}. \quad (1.8)$$

No limite em que  $\rho_{\uparrow} = \rho_{\downarrow}$  as equações (1.6) e (1.8) são idênticas. As considerações dos modelos de condução por correntes de spin em paralelo, com e sem e mistura de correntes, serão estendidos nesta Tese aos resultados de resistividade em filmes metálicos bicamadas. Nesse caso, as resistividades das sub-bandas serão relacionadas às resistividades de cada camada e o termo de mistura de spin estará associado a mistura de correntes na interface entre os filmes. A aplicação desse modelo para a magnetorresistência e efeito Hall nas bicamadas é mostrada em detalhes no Anexo A desta Tese.

### *1.1.3 – Efeito Hall*

Em 1879 Edwin H. Hall descobriu que quando um condutor é atravessado por uma corrente elétrica na presença de um campo magnético aplicado perpendicularmente

a essa corrente, uma diferença de potencial elétrico é induzida nas laterais do condutor [51]. A Figura 1.1 representa esse efeito.

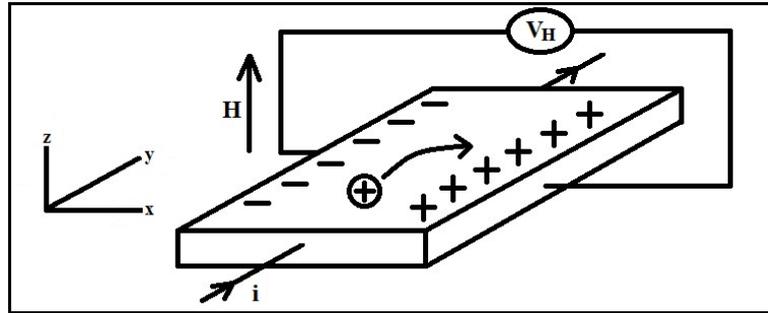


Figura 1.1 – Representação do efeito Hall em um condutor elétrico na presença de um campo magnético  $H$  aplicado na direção perpendicular ao plano onde é transportada uma corrente  $i$ .  $V_H$  é a tensão transversal de Hall.

Para um condutor não-magnético a origem deste efeito é a força de Lorentz, que atua sobre os portadores de carga e é descrita como

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (1.9)$$

onde  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  para materiais não magnéticos e  $\vec{v}$  é a velocidade de deriva dos portadores de carga  $q$  sob ação de um campo elétrico  $\vec{E}$ . Devido à força de Lorentz um campo elétrico é induzido na direção  $x$ , como mostra a Figura 1.1. Este campo é denominado de campo de Hall e pode ser escrito como [52]

$$E_{Hall} = R_0 J_y \mu_0 H, \quad (1.10)$$

onde  $R_0 = \frac{1}{nq}$  é o coeficiente Hall ordinário, o qual está associado à densidade,  $n$ , de portadores de carga,  $q = \pm e$  e  $J_y$  é a densidade de corrente na direção  $y$  (da figura). A partir da Equação (1.10) define-se a resistividade Hall como

$$\rho_{Hall} = R_0 \mu_0 H. \quad (1.11)$$

A partir da determinação experimental de  $R_0$  é possível definir se os portadores de carga majoritários são elétrons ( $R_0 < 0$ ) ou lacunas ( $R_0 > 0$ ).

É importante ressaltar que essas considerações foram feitas para condutores não-magnéticos e a contribuição descrita pelas Equação (1.11) é denominada de contribuição de Lorentz, ou ordinária, ao efeito Hall.

Para um material ferromagnético, Edwin H. Hall observou que o efeito por ele descoberto é muito maior que num metal não magnético [53]. Nesses materiais a resistividade Hall apresenta um aumento rápido com a indução magnética em baixos campos magnéticos enquanto que, para campos mais elevados, esta quantidade varia de modo aproximadamente linear com a indução magnética. Kundt [54] mostrou que para os ferromagnetos Fe, Co e Ni a resistividade Hall em baixo campo é proporcional à magnetização. Mais tarde, Pugh e colaboradores [55][56] estabeleceram uma relação empírica para  $\rho_{Hall}$  em materiais magnéticos, a qual é dada por

$$\rho_{Hall} = R_0 B + R_S \mu_0 M. \quad (1.12)$$

O segundo termo da Equação (1.12) é conhecido por efeito Hall extraordinário ou anômalo (AHE, do inglês Anomalous Hall Effect) e  $R_S$  é denominado coeficiente Hall anômalo. Neste termo,  $\mu_0$  é a permeabilidade do vácuo e  $M$  é a magnetização. Na Figura 1.2 é representada experimentalmente a resistividade Hall para um ferromagneto.

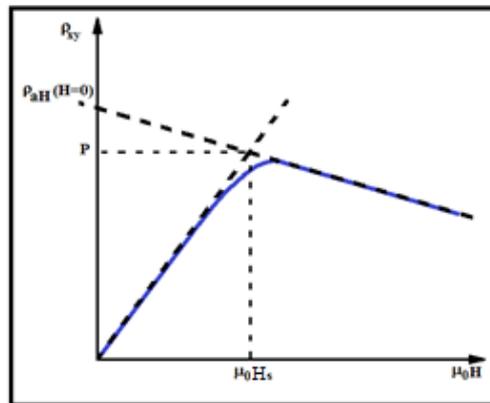


Figura 1.2 – Representação da resistividade Hall em função do campo aplicado para um condutor ferromagnético.

No ponto P da Figura 1.2  $\rho_{Hall} = \mu_0(R_0 H_s + M_s R_S)$ , onde  $H_s$  é o campo necessário para alcançar a saturação técnica da amostra e  $M_s$  é a magnetização de saturação. A resistividade Hall anômala extrapolada para campo nulo é dada por  $\rho_{aH}(H = 0) = \mu_0 M_s R_S$ . Portanto, o coeficiente Hall anômalo é obtido pela extrapolação

das medidas de  $\rho_{xy}(H)$  mostradas na Figura 1.2 para o limite  $H = 0$ . Claramente a resistividade Hall anômala assim obtida é proporcional à magnetização de saturação. Assim,  $R_S$  pode ser obtido através dos dados experimentais segundo a expressão:

$$R_S = \frac{\rho_{xy}(H \rightarrow 0)}{\mu_0 M_S}. \quad (1.13)$$

O coeficiente  $R_S$  descrito pela Equação (1.13) está associado a diversos mecanismos de espalhamento. Os principais mecanismos responsáveis pela contribuição anômala ao efeito Hall são: a deflexão intrínseca, o “side jump” e o “skew scattering”. A contribuição intrínseca foi originalmente proposta por Karplus e Luttinger [57]. Estes autores mostraram que, quando um campo elétrico externo é aplicado, os elétrons adquirem uma velocidade de grupo anômala cujo sentido é perpendicular ao campo elétrico. Esta velocidade anômala é associada à curvatura de Berry no espaço recíproco. No caso de um ferromagneto a soma das velocidades anômalas sobre todas as bandas ocupadas pode ser não nula, implicando numa contribuição ao efeito Hall [58]. O mecanismo de “side jump” ocorre quando há espalhamento devido à interação dos elétrons de condução com uma impureza magnética com acoplamento spin-órbita [58]. Já o mecanismo de “skew-scattering” é proveniente da interação entre o spin eletrônico e o momento angular do centro espalhador [59]. A Figura 1.3 representa esquematicamente os três mecanismos mais conhecidos que contribuem para o efeito Hall anômalo.

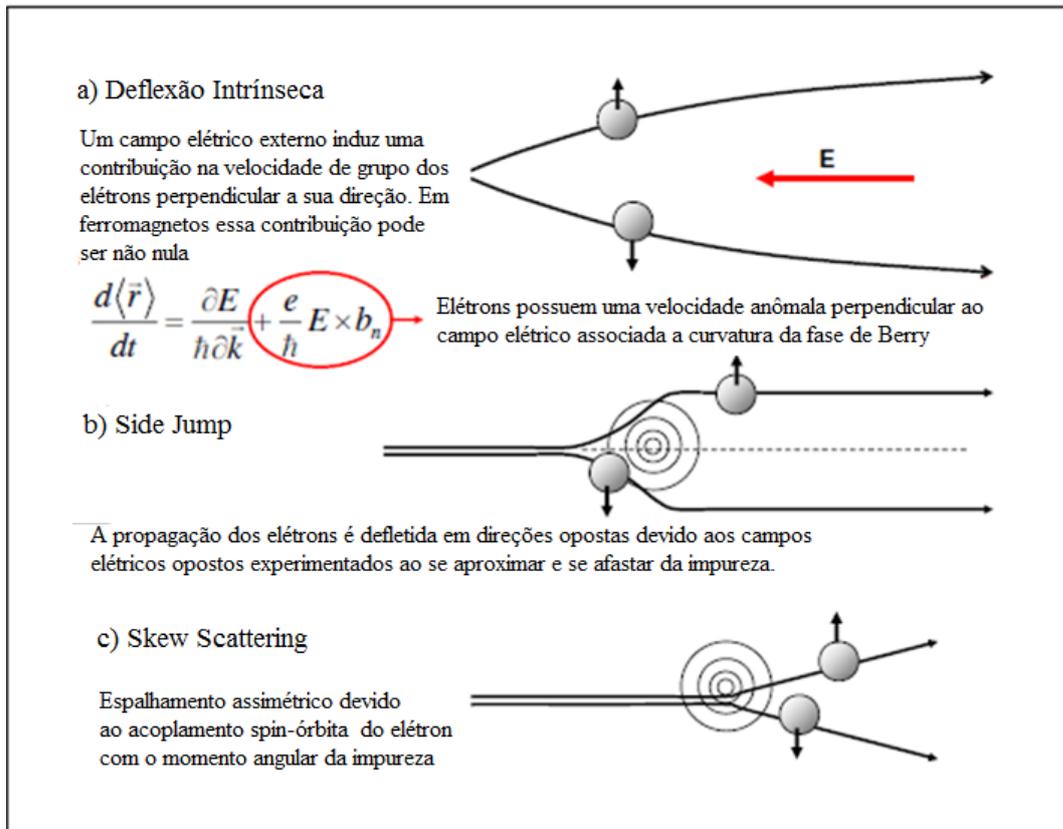


Figura 1.3 – Representação dos três mecanismos principais para o efeito Hall anômalo [58].

O coeficiente Hall anômalo,  $R_s$ , em função da resistividade longitudinal,  $\rho_{xx}$ , pode ser escrito da seguinte forma [60]:

$$R_S = A\rho_{xx} + B\rho_{xx}^2, \quad (1.14)$$

onde o termo linear está associado à contribuição de “skew-scattering” e o termo quadrático às contribuições intrínseca e de “side-jump”. Para o caso de filmes finos de Co, por exemplo, os autores da referência [60] indicam que o termo linear deve-se à desordem estrutural sempre presente em filmes finos. Este termo diminui à medida que a espessura do filme aumenta, atingindo valor nulo para filmes com espessura de 188 nm [60]. Logo, o primeiro termo, linear com a resistividade longitudinal, pode ser interpretado como uma contribuição extrínseca do tipo skew-scattering. O segundo termo da equação é independente da espessura dos filmes e está associado ao termo intrínseco proposto por Karplus e Luttinger [60]. Porém, o termo extrínseco de side-jump também depende de  $\rho_{xx}^2$ . Assim, uma forma mais apropriada de se escrever o coeficiente Hall separando-o nas contribuições extrínsecas e intrínseca, é dada por [61]

$$R_S = A\rho_{xx0} + B\rho_{xx}^2. \quad (1.15)$$

Onde  $\rho_{xx0}$  é a resistividade residual, relacionada à desordem, e o coeficiente  $A$  é dado por

$$A = A' + b\rho_{xx0}. \quad (1.16)$$

Assim, o termo  $A'\rho_{xx0}$  é a contribuição extrínseca devido ao efeito de ‘skew-scattering’ e o termo  $b\rho_{xx0}^2$  deve-se ao efeito de ‘side-jump’, que também é extrínseco. O termo  $B\rho_{xx}^2$  na Equação (4.5) é a contribuição intrínseca de Karplus-Luttinger [61].

Kawamura [62] mostra que quando há contribuições de quiralidades de spins ao espalhamento eletrônico, o coeficiente Hall anômalo pode ser descrito por

$$R_S^{quiral} = a\chi_\chi + b\chi_\chi^{nl}M^2, \quad (1.17)$$

onde os coeficientes  $a$  e  $b$  são constantes e  $\chi_\chi$  e  $\chi_\chi^{nl}$  são as susceptibilidades linear e não linear referentes às quiralidades de spin. Essas contribuições quirais possuem origem na interação Dzyaloshinskii-Moriya, que é discutida na seção 2.1.1 do capítulo 2.

### 1.1.4 – Magnetoresistência

A magnetoresistência (MR) é a variação da resistência elétrica, em temperatura fixa, em função de um campo magnético aplicado. Em geral essa quantidade é expressa em termos da variação percentual da resistência elétrica com a aplicação do campo, conforme expressa a Equação (1.18):

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(0)}, \quad (1.18)$$

onde  $\rho(H)$  é a resistividade na presença do campo magnético aplicado e  $\rho(0)$  é a resistividade em campo nulo.

Para filmes finos a corrente elétrica é geralmente estabelecida no plano do filme, havendo três geometrias possíveis para as medidas de magnetoresistência conforme ilustra na Figura 1.4. A magnetoresistência longitudinal,  $\rho_{//}$ , é obtida quando  $H // J$

segundo mostra o painel (a). No painel (b) a geometria representada é de  $H \perp J$  e  $H //$  ao plano do filme. A magnetorresistência perpendicular,  $\rho_{\perp}$ , é obtida quando  $H \perp J$  e  $H \perp$  ao plano do filme. Experimentalmente, as contribuições mais importantes correspondem a  $\rho_{//}$  e  $\rho_{\perp}$ .

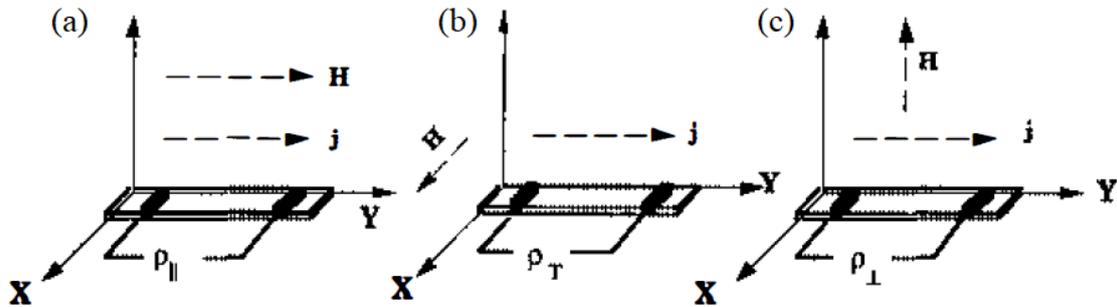


Figura 1.4 – Diferentes configurações para medidas de magnetorresistência (a) longitudinal, (b) transversal e (c) perpendicular [63].

A Figura 1.5 representa alguns tipos de magnetorresistência frequentemente observados.

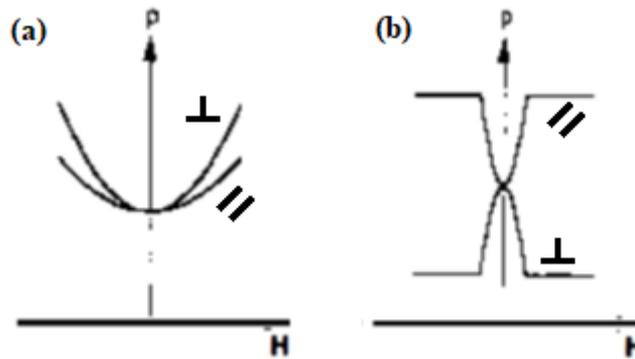


Figura 1.5 – (a) Magnetorresistência de Lorentz para um metal não magnético. (b) Magnetorresistência anisotrópica para um ferromagneto [63].

Na Figura 1.5 (a) é representada a magnetorresistência ordinária, ou de Lorentz, a qual sempre produz uma variação da resistividade positiva e proporcional a  $H^2$  em baixos campos. Esta contribuição ordinária à magnetorresistência tem origem na força de Lorentz que provoca a curvatura lateral na trajetória dos portadores de carga. A magnetorresistência ordinária ocorre também na geometria  $H // J$ , porém com magnitude menor. A Figura 1.5 (b) representa a magnetorresistência anisotrópica (AMR, do inglês

anisotropic magnetoresistance) presente em metais ferromagnéticos. Nesses materiais, a resistividade elétrica depende da orientação relativa entre o vetor densidade de corrente elétrica e o vetor indução magnética. De forma geral,  $\rho_{//}$  é positiva e  $\rho_{\perp}$ , assim como  $\rho_T$ , é negativa. A AMR é atribuída à interação spin-órbita e pode ser escrita como

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_{\perp}(H) - \rho_{//}(H)}{\rho(0)}, \quad (1.19)$$

em baixos campos magnéticos aplicados. A AMR tem origem na anisotropia espontânea da resistividade, que ocorre devido à magnetização intrínseca do sistema. Esta resistividade está associada à diferença da resistividade em campo nulo para diferentes orientações entre a densidade de corrente e a magnetização espontânea.

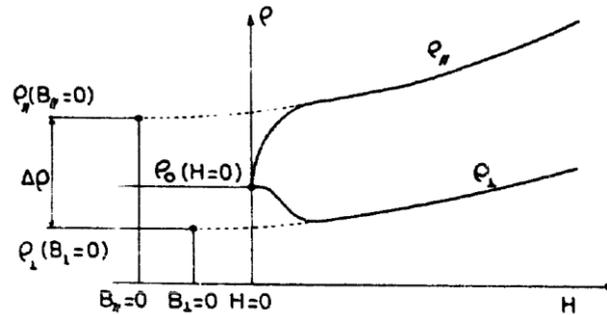


Figura 1.6 – Anisotropia espontânea da magnetorresistência nas configurações longitudinal e perpendicular [47]. O efeito do campo desmagnetizante é ilustrado.

A anisotropia espontânea da resistividade é expressa pela seguinte equação:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{//}(B \rightarrow 0) - \rho_{\perp}(B \rightarrow 0)}{\frac{1}{3}\rho_{//}(B \rightarrow 0) + \frac{2}{3}\rho_{\perp}(B \rightarrow 0)} \quad (1.20)$$

A anisotropia descrita pela Equação (1.20) tende a ser maior quanto maior for a interação spin-órbita [47]. A Figura 1.7 apresenta a magnetorresistência para um filme de Co de 30 nm quando um campo magnético é aplicado perpendicularmente ao plano do filme [64].

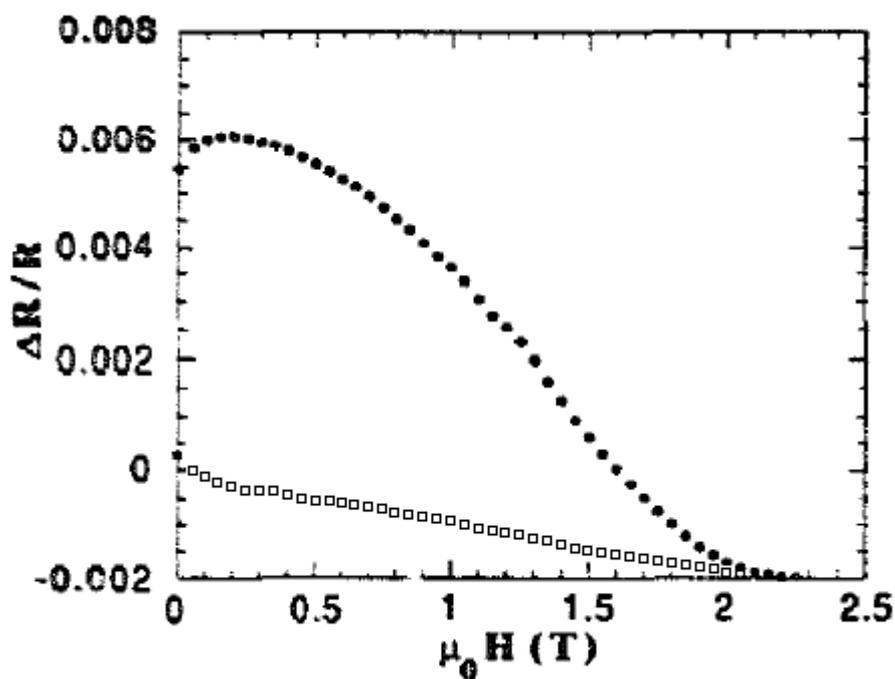


Figura 1.7 – Magnetorresistência de um filme de Co de 30 nm de espessura obtida na configuração de campo magnético perpendicular ao plano do filme com uma pequena componente no plano. Nas medidas representadas por círculos sólidos a componente de campo no plano é paralela a corrente, enquanto que para as medidas representadas por quadrados vazados essa componente é perpendicular. Adaptado de [64].

A diferença de comportamento, principalmente em baixos campos magnéticos aplicados, apresentada na Figura 1.7 deve-se à presença de componentes adicionais de campo magnético aplicado paralelas e perpendiculares à densidade de corrente [64]. Cada uma destas componentes contribui de forma diferente para a magnetorresistência, dando origem a AMR conforme discutido anteriormente. É importante notar, nos resultados apresentados na Figura 1.7, que em ambas as medidas há uma contribuição negativa à magnetorresistência. Essa contribuição é proporcional a  $M^2$  e é atribuída à supressão da desordem de spin induzida pelo aumento do campo magnético aplicado.

## 1.2 – Ordenamento Magnético em Filmes Ferromagnéticos

Nessa seção são apresentadas as principais interações que competem para o ordenamento magnético em materiais ferromagnéticos, juntamente com alguns arranjos apresentados por filmes de Co de diferentes espessuras.

## 1.2.1 – Energias Magnéticas

A seguir é discutida a origem das principais energias que contribuem para o ordenamento magnético em materiais magnéticos.

### 1.2.1.a – Interação de Troca (Exchange)

A ordem de longo alcance de materiais ferromagnéticos é atribuída à interação de troca proposta inicialmente por Heisenberg, a qual considera que a energia associada à interação entre spins localizados em sítios  $i$  e  $j$  pode ser escrita como

$$E_{ex} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (1.21)$$

onde o somatório é sobre todos os pares de spins  $\vec{S}_i$  e  $\vec{S}_j$  e  $J$  é denominada de integral de troca. Se  $J < 0$  o acoplamento de menor energia entre spins vizinhos é obtido quando eles se alinham antiparalelamente. Esta configuração favorece um estado global antiferromagnético. Por outro lado, se  $J > 0$  o alinhamento que minimiza a energia de troca é o paralelo (acoplamento ferromagnético). Esse tipo de interação é simétrica, ou seja, uma permutação entre os spins  $\vec{S}_i$  e  $\vec{S}_j$  não altera a energia de troca. É importante ressaltar que o modelo de Heisenberg é fundamentado em interações eletrônicas em que os spins representam momentos localizados, ou seja, o recobrimento entre as funções de onda atômica vizinhas, com momentos magnéticos, é pequena. Para os ferromagnetos clássicos, Fe, Co e Ni as funções de onda  $d$  recobrem-se significativamente formando uma banda de elétrons deslocalizados e modelos que consideram os efeitos das correlações coulombianas e efeitos da energia cinética dos elétrons de banda são mais apropriados para descrever o magnetismo nestes materiais. Nos materiais ferromagnéticos, descritos pelo modelo de elétrons itinerantes, as populações para sub-bandas com orientações opostas de spin são distintas, resultando numa magnetização espontânea.

### 1.2.1.b – Anisotropia cristalina

Em geral, nos materiais ferromagnéticos, algumas direções são preferenciais para o ordenamento magnético devido à estrutura cristalina destes materiais. Por exemplo, no cobalto com estrutura HCP (do inglês, Hexagonal Close Packed), o eixo de anisotropia (eixo fácil) é perpendicular ao plano (111).

Definindo como  $\theta$  o ângulo entre a magnetização e o eixo fácil, a energia devido à anisotropia cristalina pode ser escrita por

$$E = K_1 \text{sen}^2(\theta) + K_2 \text{sen}^4(\theta) + K_3 \text{sen}^6(\theta) + \dots, \quad (1.22)$$

onde  $K_n$  são as constantes de anisotropia. Em geral, termos de ordem superior a  $n = 2$  são muito pequenos. Pode-se observar que a energia descrita pela Equação (1.22) apresenta mínimos para  $\theta = n\pi$ , favorecendo a orientação da magnetização na direção do eixo fácil. Para o cobalto HCP em temperatura ambiente, por exemplo,  $K_1 = 4.53 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$  e  $K_2 = 1.44 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$  [65].

### 1.2.1.c – Energia de Zeeman

A energia de Zeeman deve-se à aplicação de um campo magnético e pode ser expressa por:

$$E_z = -\vec{M} \cdot \vec{H}_{Ext}. \quad (1.23)$$

A expressão (1.23) indica que a energia Zeeman é minimizada quando os momentos magnéticos estão alinhados com o campo magnético.

### 1.2.1.d – Energia magnetostática ou anisotropia de forma

A energia magnetostática está associada à magnetização nas bordas de um material ferromagnético. Nessas regiões a magnetização diverge, tendo em vista que ela existe apenas dentro do material magnético.

Sendo

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.24)$$

e

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (1.25)$$

a divergência de  $\vec{M}$  na borda provoca uma divergência de  $\vec{H}$ , ou seja

$$\nabla \cdot \vec{M} = -\nabla \cdot \vec{H} \quad (1.26)$$

A Equação (1.26) resulta no aparecimento de um campo interno, cujas linhas de indução se opõem ao campo aplicado  $\vec{H}$ , denominado de campo desmagnetizante  $\vec{H}_d$ . Para o caso de um elipsoide de revolução  $\vec{H}_d$  pode ser escrito como [66]

$$\vec{H}_d = -N\vec{M}, \quad (1.27)$$

onde  $N$  é o fator desmagnetizante, que está associado à relação entre a geometria da amostra e a direção do campo aplicado. A Figura 1.8 mostra uma representação de como a magnetização de borda é afetada para uma amostra plana com o campo magnético aplicado ao longo do maior e menor eixo da amostra.

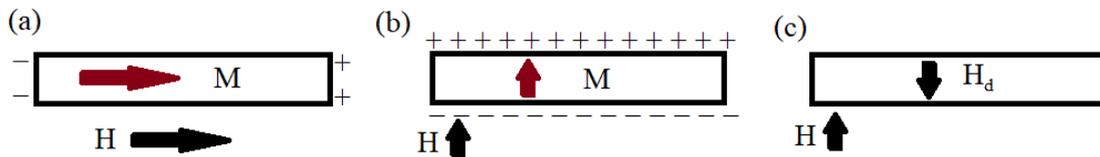


Figura 1.8 – Representação da magnetização de uma chapa magnética quando o campo é aplicado (a) na direção do eixo maior da amostra e (b) do eixo menor. (c) Campo desmagnetizante devido a divergência de  $M$  nas bordas no caso representado em (b).

Se considerarmos que a amostra representada na Figura 1.8 (a) tem a dimensão na orientação paralela ao campo muito maior que a espessura (comprimento efetivamente infinito), não haveria polos magnéticos nas bordas e tanto o fator  $N$ , quanto o campo desmagnetizante seriam nulos. Já para o caso da Figura 1.8 (b) há formação de pólos magnéticos na superfície e, para esse caso, o campo desmagnetizante é máximo e o fator  $N \approx 1$ . A Figura 1.8 (c) ilustra o campo desmagnetizante para a configuração representada

na Figura 1.8 (b). Esse campo tende a modificar o campo magnético no interior da amostra por um fator  $N\vec{M}$ . Logo, o campo magnético efetivo no interior da amostra será

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{apl} - N\vec{M}, \quad (1.28)$$

onde  $\vec{H}_{apl}$  é o campo aplicado externamente. De modo simples, se pode visualizar o campo desmagnetizante através das linhas de indução de  $\vec{H}$  que se propagam do polo norte (positivo) para o polo sul (negativo) passando pelo interior da amostra.

Consideremos agora o caso de um elipsoide com dimensões  $a = b \neq c$ , com  $c \ll a, b$ . e com o campo magnético aplicado paralelamente à direção  $c$ . O fator desmagnetizante nessa geometria pode ser expresso por [66]

$$N = 1 - \frac{\pi c}{2a}. \quad (1.29)$$

Logo, para um filme fino onde  $c \ll a$ , com o campo aplicado perpendicularmente ao seu plano, tal como na representação da Figura 1.8 (c), o fator desmagnetizante é próximo de 1. Ou seja, praticamente todas as linhas do vetor  $H$  que se originam do polo positivo atravessam a amostra para alcançar o polo negativo. É interessante ressaltar que o campo desmagnetizante pode também atuar como um reforçador de campo interno dependendo da natureza magnética da amostra. Para ilustrar essa hipótese é interessante analisar este efeito em dois casos distintos: o de um filme ferromagnético e o de um filme supercondutor quando o campo magnético é aplicado perpendicularmente ao plano do filme. No caso do filme ferromagnético o campo efetivo dentro da amostra é dado por

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{apl} - \left(1 - \frac{\pi c}{2a}\right)\vec{M}. \quad (1.30)$$

Como o fator entre parênteses é próximo de 1 e, no caso do ferromagneto, a magnetização alinha-se com o campo magnético, o campo efetivo é bastante reduzido. Porém, para um supercondutor no estado Meissner  $B \approx 0$  e temos que

$$\vec{H}_{apl} \approx -\vec{M}. \quad (1.31)$$

Substituindo-se (1.31) em (1.28) tem-se:

$$\vec{H}_{eff} \approx \frac{1}{(1-N)} \vec{H}_{apl}. \quad (1.32)$$

Substituindo agora (1.29) em (1.32) temos

$$\vec{H}_{eff} \approx \frac{2a}{\pi c} \vec{H}_{apl}. \quad (1.33)$$

A expressão (1.33) mostra que o campo é reforçado no interior de um supercondutor, podendo este campo aumentar por fatores da ordem de  $10^4$  a  $10^5$ , dependendo da espessura  $c$  e das dimensões laterais  $a$  do filme [67].

Pode-se notar também na Figura 1.8 que o campo desmagnetizante está associado ao custo energético necessário para compensar o campo magnético na superfície, diminuindo assim a energia magnetostática. Nesse sentido, para minimizar a energia magnetostática o sistema tende a criar domínios magnéticos com magnetizações alternantes. A energia magnetostática pode ser escrita da seguinte forma:

$$E = -\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_d. \quad (1.34)$$

A região entre dois domínios magnéticos adjacentes de magnetizações com orientações distintas, denominada parede de domínio, possui uma espessura finita  $\delta$ , dependente da competição entre a energia de anisotropia e a energia de troca. Para paredes de domínio largas, a energia de troca é diminuída enquanto que a energia de anisotropia cresce. O tamanho de uma parede de domínio para um metal cúbico pode ser expressa por [68]

$$\delta = \pi \sqrt{\frac{JS^2}{Ka}}. \quad (1.35)$$

Onde  $J$  é a constante de troca,  $S$  é o número quântico de spin,  $K$  é a anisotropia magnética e  $a$  é a constante de rede. As paredes de domínios mais comuns encontradas são as de Bloch e de Néel. Nas paredes do tipo Bloch, os momentos magnéticos microscópicos rotacionam perpendicularmente ao plano definido pela magnetização dos domínios adjacentes enquanto que nas paredes de Néel os momentos magnéticos rotacionam no plano da magnetização dos domínios. Em filmes finos magnéticos, devido à forma da amostra, paredes de domínio do tipo Néel são favorecidas enquanto que para filmes mais espessos paredes de Bloch são mais estáveis.

### 1.2.2 – Exemplos de Arranjos de Spin em Filmes de Co

Dependendo da magnitude das interações, descritas na seção anterior, pode haver diferentes tipos de configurações magnéticas em filmes finos ferromagnéticos. Por exemplo, em filmes finos epitaxiais de cobalto foi observado, através de medidas de microscopia de força magnética (MFM), que a magnetização mostra uma configuração totalmente paralela ao plano do filme para espessuras abaixo de 10 nm. Por outro lado, a magnetização é totalmente fora do plano do filme para espessuras acima de 50 nm [5].

A imagem de MFM para a amostra de Co com 10 nm de espessura, Figura 1.9 (a), corresponde a uma amostra com magnetização no plano, com domínios da ordem de 1  $\mu\text{m}$ . Entretanto para os filmes com 25 nm e 50 nm, Figuras 1.9 (b) e (c), a configuração de domínios evolui para estruturas do tipo tiras (“stripe domains”) alternadas, com domínios em que magnetização que aponta para fora (contraste claro) e para dentro do plano (contraste escuro). Este tipo de configuração também é observado para as amostras com espessuras maiores que 50 nm. Resultados similares a este são reportados por Brandenburg e colaboradores [69]. Estes autores indicam que a competição entre a energia magnetostática e a energia de anisotropia são responsáveis pelo arranjo e configuração de domínios magnéticos nesses filmes.

Para a amostra mais espessa, 500 nm, apresentada nas Figuras 1.9 (d), (e) e (f) pode-se observar que a estrutura de stripes é mais robusta e os domínios ficam mais alargados. Além disso, quando esta amostra é desmagnetizada com um campo perpendicular ao plano, conforme Figura 1.9 (d), os domínios do tipo stripe se transformam em uma estrutura do tipo labirinto. Quando um campo magnético é aplicado perpendicularmente ao plano do filme, os domínios do tipo labirinto se transformam em uma estrutura do tipo bolhas (bubbles) elípticas, apresentadas na Figura 1.9 (f)

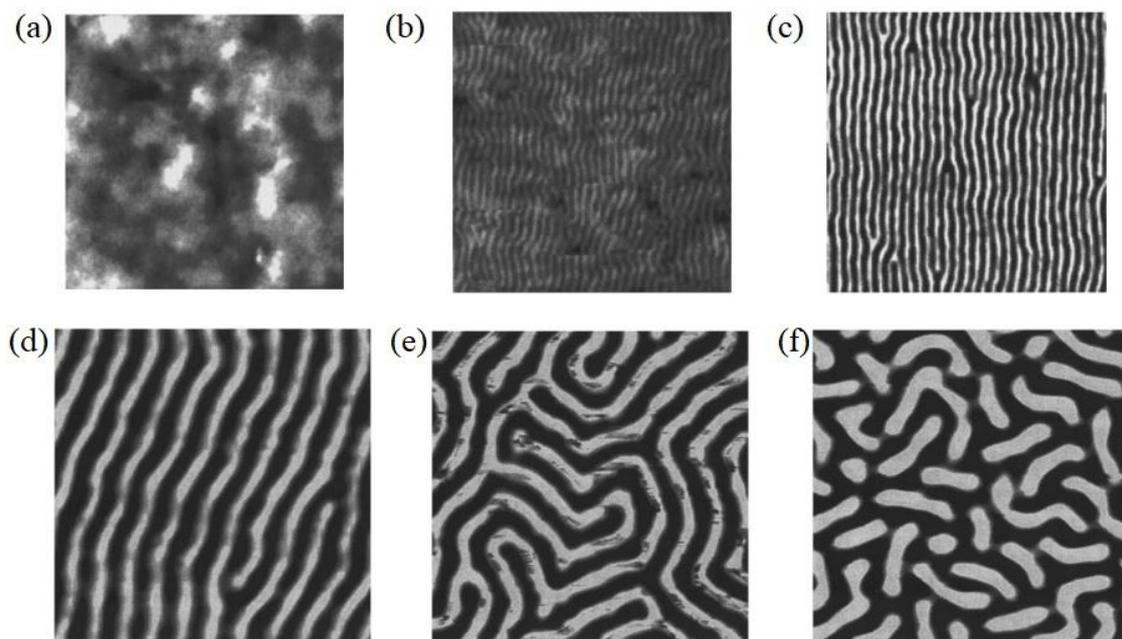


Figura 1.9 – Imagens de MFM  $3 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$  de amostras de Co com espessura (a) 10 nm (b) 25 nm e (c) 50 nm após desmagnetização no plano. Imagens de MFM  $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$  para uma amostra de Co de 500 nm após desmagnetização (d) no plano, (e) perpendicular ao plano e (f) magnetizada perpendicularmente ao plano [5].

Para amostras policristalinas de cobalto, a magnetização aponta para fora do plano apenas em filmes muito espessos, da ordem de 190 nm [70], indicando que a anisotropia da estrutura HCP do cobalto começa a desempenhar um papel importante somente em filmes policristalinos espessos.

### 1.3 - Aspectos gerais da supercondutividade

O fenômeno da supercondutividade foi descoberto em 1911 por H. Kammmerlingh Onnes ao observar que a resistividade elétrica do mercúrio se tornava nula abruptamente na temperatura de 4.2K [71]. Trata-se de um fenômeno de transição de fase. Na temperatura crítica o sistema metálico passa do estado eletrônico normal, com resistividade não nula, para o estado supercondutor, no qual uma corrente contínua pode percorrer o material sem nenhuma dissipação. Desde sua descoberta, o fenômeno da supercondutividade foi amplamente observado e estudado em diversos materiais como metais, ligas, óxidos mistos de alta temperatura crítica, compostos a base de FeAs e outros. As principais propriedades do estado supercondutor são a resistividade nula, o

efeito Meissner e a anomalia do tipo  $\lambda$  que se observa no calor específico eletrônico em  $T = T_c$  [72].

Quanto ao comportamento na presença de um campo magnético os supercondutores podem ser classificados como do tipo I ou II. Nos supercondutores do tipo I ocorre o estado Meissner, com exclusão total do fluxo magnético aplicado. Acima de um valor crítico de campo a supercondutividade é destruída e o estado normal (não supercondutor) é restaurado. Já os supercondutores do tipo II apresentam um estado intermediário aos estados Meissner e normal denominado estado misto. Um dos temas centrais desta Tese refere-se a amostras de Nb na forma de filme fino que estão na região de campo magnético e temperatura onde ocorre o estado misto.

### *1.3.1 – Estado misto em supercondutores do tipo II*

O estado misto em supercondutores do tipo II é caracterizado essencialmente pela presença de fluxo magnético quantizado em estruturas formadas por um caroço no estado normal e de geometria filamentar circundado por supercorrentes de blindagem. Cada uma dessas estruturas é denominada de vórtice. O núcleo normal do vórtice, que é atravessado por um quantum de fluxo magnético,  $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \cdot 10^{-15} Tm^2$ , possui um raio  $\xi$  correspondente ao comprimento de coerência, enquanto que as supercorrentes de blindagem decrescem radialmente a partir do caroço filamentar normal dentro de um comprimento característico  $\lambda$  correspondente ao comprimento de penetração. Os vórtices se organizam na forma de uma rede cristalina de simetria hexagonal. A densidade de vórtices é proporcional à intensidade do campo magnético aplicado. A estrutura de um vórtice isolado bem como a rede de vórtices, são ilustrados na Figura 1.10.

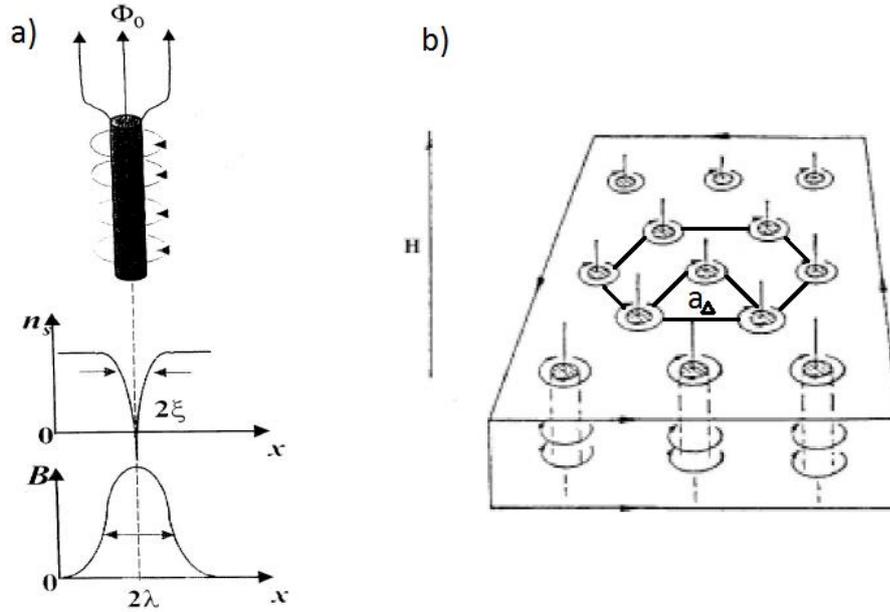


Figura 1.10 – (a) Estrutura de um vórtice isolado mostrando o caroço normal e as correntes circulares de blindagem. Abaixo estão mostrados o comportamento da densidade de superpartículas e da indução magnética em função da distância ao núcleo. b) Representação da rede de vórtices de Abrikosov. A orientação do campo aplicado é representado pela reta vertical [73].

A Figura 1.10 mostra que a densidade de superpartículas e, conseqüentemente, a amplitude do parâmetro de ordem supercondutor, decresce à medida que se aproxima do núcleo do vórtice. Conseqüentemente, regiões da amostra onde o parâmetro de ordem é naturalmente deprimido se tornam favoráveis ao surgimento de vórtices. Segundo a teoria de London, o campo radial produzido por um vórtice em um ponto externo ao seu núcleo pode ser expresso, em dois limites, como [72]

$$h(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2\mu_0} \ln\left(\frac{\lambda}{r} + 0.12\right) \quad (\xi < r \ll \lambda) \quad (1.36)$$

$$h(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2\mu_0} \left(\frac{\pi\lambda}{2r}\right)^{1/2} e^{-r/\lambda} \quad (r \rightarrow \infty) \quad (1.37)$$

Logo, para pequenas distâncias, o campo microscópico  $h$  cresce à medida em que  $r$  se aproxima do centro do núcleo, conforme Equação (1.36). Por outro lado, para grandes distâncias,  $h(r)$  decresce exponencialmente, segundo mostra a Equação (1.37). A interação entre vórtices é repulsiva, uma vez que as linhas de campo de ambos os vórtices

possuem o mesmo sentido. Quando não há defeitos no material, os vórtices se arranjam numa rede com simetria hexagonal denominada rede de Abrikosov, tal como representa a Figura 1.10 (b). Essa rede é a que maximiza a distância entre os vórtices diminuindo a sua repulsão mútua.

Como discutido anteriormente, defeitos e impurezas em uma amostra criam regiões onde o parâmetro de ordem é localmente deprimido. Tais regiões são favoráveis para formação de vórtices e atuam como centros aprisionadores (centros de “pinning”). O fenômeno de aprisionamento de vórtices é associado à força de aprisionamento (força de “pinning”) entre os vórtices e os centros de “pinning”. Essa força de “pinning” pode ser diminuída através de ativação térmica, aumento de campo magnético ou aplicação de uma corrente externa. Neste sentido, quando o somatório das forças que atuam em um vórtice é igual à força de aprisionamento, o sistema encontra-se em um estado denominado de estado crítico. Nesse regime, os vórtices estão em um estado de equilíbrio metaestável e a densidade de corrente crítica, é definida como a máxima densidade de corrente que pode ser aplicada ao supercondutor sem que ocorra movimentação dos vórtices. Sua relação com força de “pinning” é dada pela equação

$$\vec{F}_p = \vec{j}_c \times \vec{B}. \quad (1.38)$$

A entrada de vórtices através das bordas de um material supercondutor pode ser descrita relativamente bem com base no modelo de estado crítico, conforme é descrito na seção a seguir.

### 1.3.1.a – Entrada Homogênea de Fluxo numa Amostra Supercondutora e o Modelo de Bean

As supercorrentes de blindagem presentes nas bordas de um material supercondutor sujeito a um campo magnético aplicado em uma direção  $z$  geram uma força,  $F$ , atrativa nos vórtices situados próximos à borda. Se essa força for maior que a força de “pinning”,  $F_p$ , os vórtices penetram o supercondutor a partir da superfície até atingir o equilíbrio quando  $F = F_p$ . Esse regime corresponde ao estado crítico e a penetração de fluxo a partir das bordas da amostra é ilustrada na Figura 1.11.

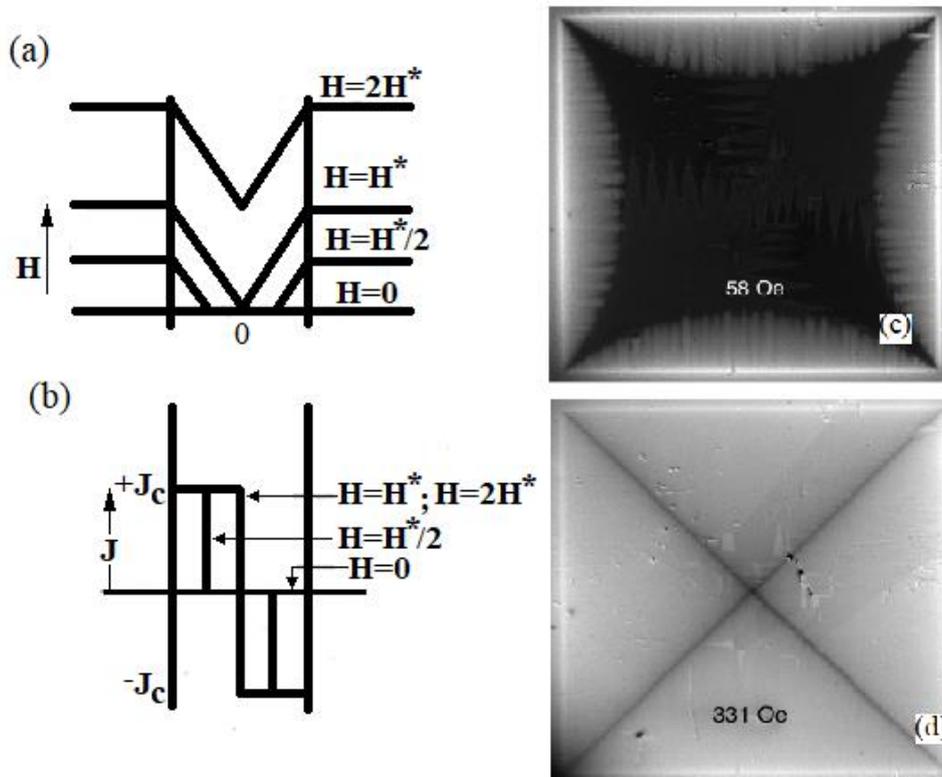


Figura 1.11 – (a) Perfil de campo interno no processo de entrada de vórtices em uma amostra de largura  $D$ . (b) Densidade de corrente crítica calculada para o caso em (a) através do modelo de Bean [74]. Imagens de MOI para uma amostra quadrada de Nb com 200 nm de espessura em  $T = 6$  K nos campos de (c)  $H = 58$  Oe e (d)  $H = 331$  Oe mostrando a penetração de fluxo magnético análoga à prevista pelo modelo de estado crítico de Bean [75].

O gradiente de campo no interior da amostra  $\frac{dh}{dx}$  é, pela lei de Ampère, idêntico à densidade de corrente que, no estado crítico, é igual a densidade de corrente crítica. Segundo o modelo de Bean, os perfis de campo apresentados na Figura 1.11 (a) são consistentes apenas com valores 0 ou  $\pm J_c$  para a densidade de corrente, conforme mostra a Figura 1.11 (b). As Figuras 1.11 (c) e (d) apresentam imagens obtidas pela técnica de magneto-óptica em um filme fino quadrado de Nb, com 200 nm de espessura, onde um campo magnético foi aplicado perpendicularmente ao plano da amostra. Pode-se notar, nessas figuras, que a frente de fluxo se desenvolve das bordas para o centro da amostra. Além disso, a inclinação da região escura que contorna o padrão do tipo envelope apresentado na Figura 1.11 (d) está associado à densidade de corrente crítica no plano. Para essa amostra em especial, devido à simetria quadrada, a densidade de corrente crítica na direção  $x$  é igual a densidade de corrente crítica na direção  $y$  [75].

### 1.3.1.b – Avalanches de Fluxo Magnético

As avalanches de fluxo magnético são penetrações abruptas de fluxo magnético com formatos dendríticos observadas em algumas amostras supercondutoras numa região limitada do estado misto [76]. A Figura 1.12 mostra imagens, utilizando a técnica de magneto-óptica, de avalanches de fluxo em um filme de 200 nm de Nb submetido a campos de 10 Oe (painel (a)), 20 Oe (painel (b)) e 30 Oe (painel (c)) que são aplicados perpendicularmente ao plano do filme.

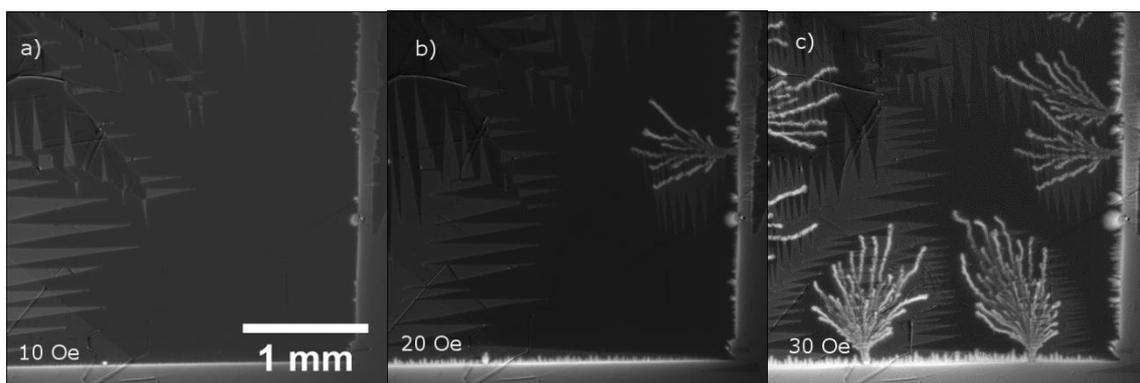


Figura 1.12 – Imagens de MOI obtidas em  $T = 2.5$  K com campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do filme de valores (a) 10 Oe, (b) 20 Oe e (c) 30 Oe em uma amostra de Nb com 200 nm de espessura.

O tipo de comportamento mostrado na Figura 1.12 foi observado em materiais supercondutores tais como: amostras “bulk” de Nb [77,78], NbTi [79] e  $MgB_2$  [80] e filmes finos de Nb [81-83],  $Nb_3Sn$  [84], YBCO [85] e  $MgB_2$  [86,87]. Entretanto, o campo limite inferior onde ocorrem as avalanches de fluxo é aproximadamente mil vezes menor em filmes supercondutores do que em amostras bulk devido ao elevado fator desmagnetizante dos filmes supercondutores [82,88]. O aparecimento de avalanches de fluxo magnético em supercondutores pode ser explicado pela ocorrência de instabilidades termomagnéticas [89]. Quando a difusão térmica é mais rápida que a difusão magnética o calor se espalha pela amostra e a penetração de fluxo magnético é suave. Porém, quando a difusão magnética é mais rápida que a difusão térmica, o fluxo magnético penetra na amostra em uma condição quase adiabática, ilustrada na Figura 1.13, e uma avalanche de fluxo pode ocorrer.

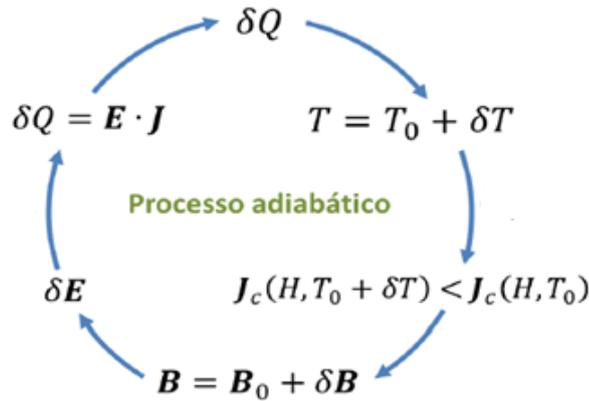


Figura 1.13 – Representação do processo quase adiabático responsável pelas avalanches de penetração de fluxo magnético em supercondutores. A representação indica que o calor  $\delta Q$ , gerado pelo movimento dos vórtices causado pela penetração de fluxo, aumenta a temperatura local em  $\delta T$  diminuindo a densidade de corrente crítica  $J_c$  e proporcionando uma penetração adicional de fluxo  $\delta B$ . A variação temporal de  $\delta B$  produz um campo elétrico  $\delta E$  acarretando em um aquecimento  $\delta Q$  que realimenta o processo [90].

Conforme ilustrado na Figura 1.13 o calor  $\delta Q$  gerado pela movimentação dos vórtices aumenta a temperatura localmente em uma quantidade  $\delta T$ . Este aumento da temperatura faz com que a densidade de corrente crítica diminua, proporcionando uma penetração adicional de fluxo  $\delta B$  cuja variação temporal induz um campo elétrico  $\delta E$ . O produto de  $\delta E$  com a densidade de corrente é o efeito Joule que produz um novo aquecimento  $\delta Q$ . Este processo se realimenta até que a quantidade  $\delta Q$  não seja suficiente para aumentar a temperatura localmente e liberar os vórtices aprisionados.

Essas instabilidades se desenvolvem tão rapidamente, com velocidade média da ordem  $10^4$  m/s [91], que a dinâmica de seu desenvolvimento não foi até então observada experimentalmente. As técnicas que se destacam para a observação direta das avalanches e a delimitação da região do diagrama  $H$ - $T$  onde elas ocorrem são o imageamento magneto-ótico (MOI, do inglês magneto optical imaging) e a magnetometria volumétrica DC (MDC), respectivamente. A medida de MOI fornece informações sobre a distribuição espacial da entrada de fluxo magnético e também é utilizada na determinação do campo e temperatura limite para a ocorrência das instabilidades. Porém, esta técnica é limitada a baixos campos magnéticos. A magnetometria DC, por outro lado, apresenta “jumps” na medida de magnetização em função do campo magnético na região de campos e temperaturas onde ocorrem as avalanches [88][90]. Com o auxílio dessas técnicas, do

Carmo [90] construiu o diagrama  $H$ - $T$  para um filme de Nb de 200 nm apresentado na Figura 1.14

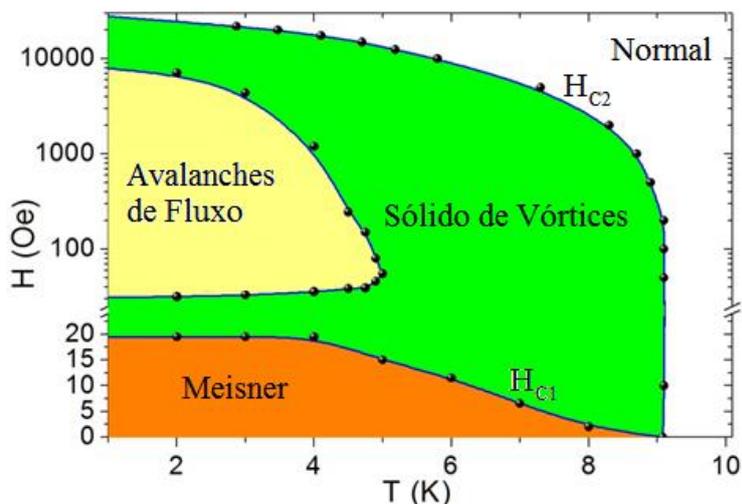


Figura 1.14 – Diagrama  $H$ - $T$  mostrando a região de ocorrência de avalanches de fluxo magnético para um filme de Nb de 200nm de espessura [90].

Pode-se observar no diagrama da Figura 1.14 que a região onde ocorrem as avalanches de fluxo em um filme de Nb de 200 nm de espessura é limitada a temperaturas inferiores a 5K e a campos magnéticos no intervalo  $H_{C1} < H < 10$  kOe.

Como mencionado anteriormente, as medidas de MOI e MDC fornecem os limites de campos magnéticos e temperaturas para a ocorrência das avalanches. Entretanto, não fornecem informações sobre o modo como essas instabilidades se desenvolvem no supercondutor. Esse tipo de informação pode ser obtida através de simulações computacionais. Neste sentido, há modelos teóricos capazes de descrever adequadamente a ocorrência de avalanches reproduzindo os experimentos reais [88][92][93]. Essas simulações prevêm que na região da amostra onde a avalanche está se desenvolvendo, a temperatura da amostra pode ser ligeiramente maior que sua temperatura crítica [93]. Desta forma a amostra é invadida inicialmente por uma certa quantidade de fluxo magnético que não é quantizado. Por este motivo a avalanche é denominada de avalanche de fluxo. Uma consequência do “quenching” da supercondutividade no início do desenvolvimento da avalanche está associada ao fato de que os vórtices no interior do dendrito não se organizam na forma de um arranjo ordenado [81].

O modelo teórico que mais se destaca para descrever as avalanches de fluxo em filmes supercondutores é um modelo termomagnético proposto por Denisov e

colaboradores [88]. Neste modelo a lei de Faraday e a lei de Ampère são acopladas à equação da difusão térmica, resultando na seguinte equação

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = k \nabla^2 T - \frac{h_0}{d} (T - T_0) + \frac{1}{d} \vec{j} \cdot \vec{E}, \quad (1.38)$$

onde  $C$  é o calor específico,  $k$  é a condutividade térmica,  $h_0$  é o coeficiente de transferência de calor entre o filme e o substrato,  $d$  é a espessura do filme supercondutor,  $\vec{j}$  é a densidade de corrente linear e  $\vec{E}$  é o campo elétrico induzido pela variação de fluxo produzido pela variação do campo magnético ou movimentação dos vórtices [88]. Além de descrever o desenvolvimento das avalanches de fluxo, o modelo termomagnético descrito pela Equação (1.38) permite estabelecer uma largura limite para o filme supercondutor exibir a entrada de fluxo magnético na forma de avalanches e também um campo limite para a penetração das avalanches em função da geometria do filme supercondutor.

Um fato importante sobre as avalanches de fluxo é que elas apresentam uma característica estocástica, ou seja, o fluxo não é guiado por defeitos intrínsecos do supercondutor [94]. Entretanto, as avalanches podem ser manipuladas através da inserção de ranhuras no substrato do filme [95], de uma rede de orifícios micrométricas (antidots) [96], por meio da aplicação de um campo magnético no plano do filme [75] ou também pela presença de uma magnetização fora do plano em uma heteroestrutura supercondutor/isolante/ferromagneto [97]. Este último fenômeno será apresentado no capítulo 2, onde serão discutidas algumas propriedades dessas heteroestruturas.

Outro fator importante sobre as avalanches de fluxo é que elas podem ser enfraquecidas e até mesmo desaparecerem quando uma camada metálica recobre o supercondutor. Em seu estudo de doutorado, F. Colauto [67] mostrou que essa supressão ocorre mesmo quando há um espaçamento entre a camada metálica e o filme supercondutor. Isto indica que esta supressão está associada à correntes de Foucault induzidas na camada metálica devido à rápida variação de fluxo magnético produzida pela entrada da avalanche [67].

De acordo com o eletromagnetismo de Maxwell, uma “carga” magnética passando com uma velocidade  $v$  sobre um trilho condutor induz uma imagem composta por espirais de correntes de Foucault na camada condutora, de tal forma que o sistema se comporta como um trilho de cargas magnéticas negativas e positivas [98]. Recentemente, Brisbois

e colaboradores [99] aplicaram esse modelo ao caso de amostras supercondutoras cobertas com uma camada metálica, mostrando que um fator importante para a supressão, ou não, das avalanches é a relação entre a velocidade  $v$  da avalanche e a velocidade  $w$  com que a imagem induzida desaparece. A Figura 1.15 apresenta os resultados encontrados por esses autores mostrando no painel (a) as avalanches em um filme de Nb de 140 nm de espessura recoberto por uma camada de 5 nm de SiO<sub>2</sub>. Os painéis (b) e (c) da Figura 1.15 mostram o filme de Nb/SiO<sub>2</sub> na situação em que a região delimitada por um pontilhado amarelo foi recoberta por 500 nm de Cu e 100 nm de Au respectivamente.

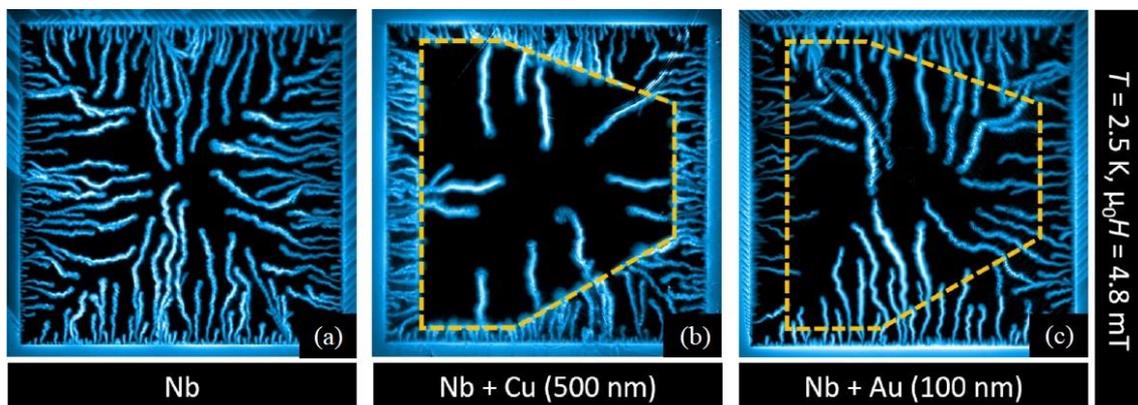


Figura 1.15 – Imagens de MOI em  $T = 2.5$  K e  $H = 48$  Oe em filmes de (a) Nb(140 nm)/SiO<sub>2</sub>(5 nm), (b) Nb(140 nm)/SiO<sub>2</sub>(5 nm)/Cu(500 nm) e (c) Nb(140 nm)/SiO<sub>2</sub>(5 nm)/Au(100 nm). A linha tracejada representa a parte da amostra que é recoberta pelos filmes de Cu e Au. Adaptado de [99].

No filme de Nb/SiO<sub>2</sub> as avalanches de fluxo se propagam pela amostra sem que haja qualquer tipo de desvio ou alteração no brilho. Entretanto, para o caso onde uma camada de 500 nm de Cu é depositada no topo do filme de Nb/SiO<sub>2</sub> (ver região tracejada da Figura 1.15 (b)) algumas avalanches de fluxo param quando chegam na borda da região recoberta com a camada de Cu. Além disso, as avalanches que penetram a camada de Cu diminuem sua intensidade, o que se percebe através da diminuição do brilho da imagem MOI. Este resultado equivale ao caso onde  $v/w \gg 1$ . Neste limite, a corrente induzida se mantém durante um determinado tempo, acarretando uma diminuição ou até mesmo a supressão do campo da avalanche [99].

No caso representado pela Figura 1.15 (c) uma camada de 100 nm de Au é depositada no topo do filme de Nb/SiO<sub>2</sub>. Este limite é interessante, uma vez que, nas experiências de imageamento por magneto-óptica (MOI), usualmente uma camada de

aproximadamente 100 nm de Au ou Al é depositada no filme indicador para atuar como um espelho. Neste caso, a velocidade de diminuição das correntes de Foucault é  $w \approx 3000$  m/s que é maior do que a velocidade típica da avalanche, ou seja  $v/w \ll 1$  [99]. Nesse limite, as correntes de Foucault desaparecem rapidamente e o seu efeito é desprezível como se pode observar na Figura 1.15 (c). Logo, a camada espelho do filme indicador não interfere de forma significativa na entrada das avalanches [99].

## Capítulo 2 – Propriedades de Filmes Híbridos:

### a – Ferromagneto/Metal com Forte Interação Spin-órbita

### b – Supercondutor/Isolante/Ferromagneto

Este capítulo será dividido em duas partes principais. Na primeira parte, seção 2.1, serão discutidas algumas propriedades de bicamadas e multicamadas formadas por filmes ferromagnéticos e metais com forte interação spin-órbita, com ênfase nos efeitos de interface. Serão apresentados, preferencialmente, resultados encontrados na literatura para filmes de Co/Ru e Co/Pd que são estudados neste trabalho. A segunda parte deste capítulo, seção 2.2, é voltada aos efeitos de correlação entre o estado supercondutor e o ferromagnetismo em heteroestruturas do tipo tricamadas formadas por filmes ferromagnéticos e supercondutores separados por uma camada isolante (SC/I/FM).

## 2.1 – Interface entre Bicamadas Formadas por um Filme Ferromagnético e um Metal com Forte Acoplamento Spin-órbita

A configuração de spins na interface entre filmes ferromagnéticos e metais normais é bastante influenciada pela anisotropia, tensões na rede cristalina, exchange bias, mistura de átomos, acoplamento entre camadas, entre outros [1]. Além disso, na interface entre filmes ferromagnéticos e metálicos com forte interação spin-órbita (FM/HM) uma interação denominada Dzyaloshinskii-Moriya torna-se relevante devido à quebra de simetria de inversão [22][23]. Esta interação é responsável por ordens magnéticas não colineares tais como espirais de spin, skyrmions, paredes de domínios quirais, etc [1].

### 2.1.1 – Interação Dzyaloshinskii-Moriya

A interação Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) entre spins localizados torna-se não nula em razão da quebra de simetria de inversão em redes cristalinas ou na interface de filmes finos magnéticos com camadas metálicas com forte interação spin-órbita [22][23]. A DMI entre dois spins atômicos  $\vec{S}_1$  e  $\vec{S}_2$  pode ser expressa como [22][23]

$$E_{DM} = -\vec{D}_{12} \cdot (\vec{S}_1 \times \vec{S}_2). \quad (2.1)$$

Como mostra a Equação (2.1) essa interação é antissimétrica e tende a causar uma rotação (canting) dos spins em um plano perpendicular ao vetor  $\vec{D}_{12}$ , que é normal à superfície formada pelos átomos magnéticos com spins  $\vec{S}_1$  e  $\vec{S}_2$  e o centro spin-órbita. O módulo de  $\vec{D}_{12}$  é proporcional à magnitude da interação spin-órbita. A Figura 2.1 representa essa interação.

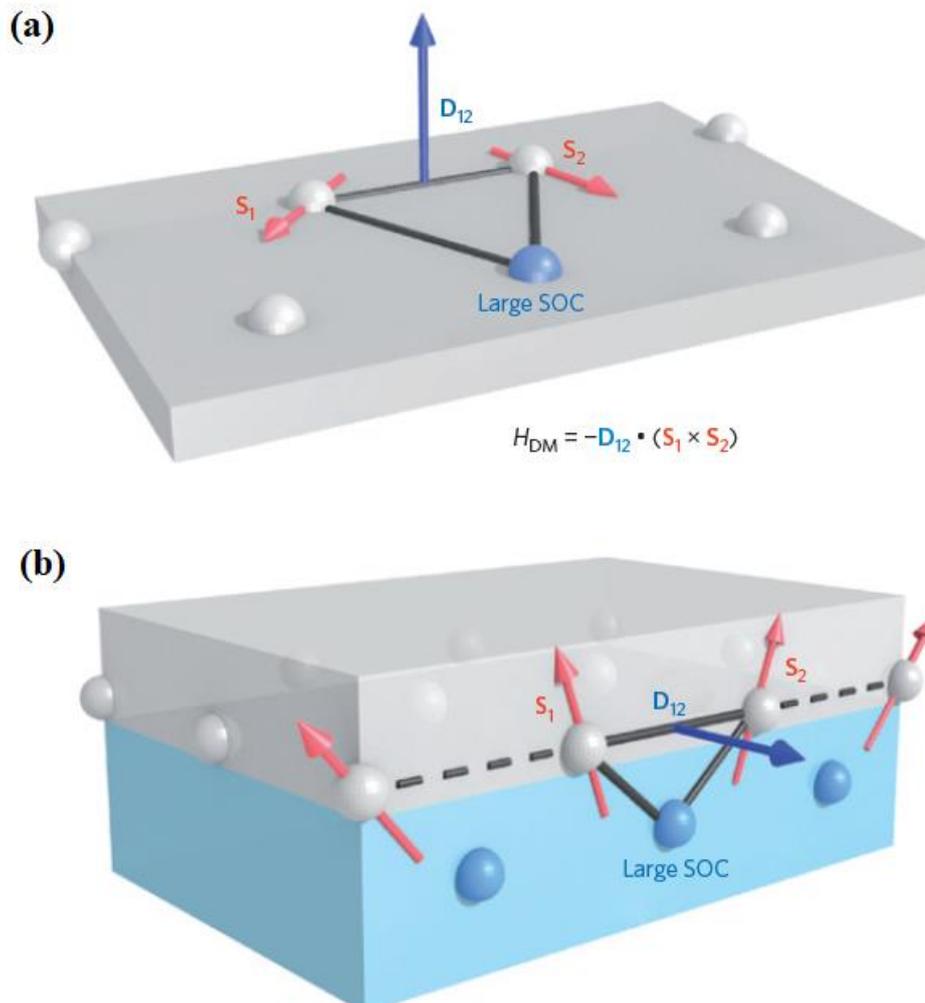


Figura 2.1 – Interação Dzyaloshinskii-Moriya (a) para um material com forte interação spin-órbita e (b) na interface entre um filme ferromagnético e uma camada metálica com forte interação spin-órbita. Adaptado de [21].

H. Yang e colaboradores [100] demonstraram a partir de cálculos de primeiros princípios para interfaces de Co/Pt que a interação DM atua fortemente nos spins de Co da camada de interface e reduz drasticamente seu efeito para camadas mais distantes.

Também mostram que a mistura de átomos na interface tende a enfraquecer a interação DM. Além disso, a polarização magnética dos átomos adjacentes de Pt enfraquecem a interação DM devido à competição entre a interação spin-órbita e a interação de troca [100]. Neste trabalho também é feita uma comparação entre a interação DM em filmes de Co/Pt e Co/Pd. A interação DM é maior no filme de Co/Pt, indicando que isso se deve a maior interação spin-órbita dos estados 5d da Pt do que a interação spin-órbita dos estados 4d do Pd [100]. Além disso, é previsto que em multicamadas simétricas, por exemplo multicamadas de Co/Pd e Co/Pt, a interação DM deve ser próxima de zero, uma vez que, para esse caso, a contribuição da camada do topo e da camada da base devem se cancelar [25][101]. Uma consequência da presença de uma forte interação DM é a estabilização de estruturas espiraladas de spin, tais como os skyrmions magnéticos, que são apresentados na seção seguinte.

### 2.1.1.1 – Skyrmions Magnéticos

Uma configuração bastante interessante, que desperta grande interesse na atualidade, está associada à predominância da interação Dzyaloshinskii-Moryia: trata-se de arranjos de spins de tamanho nanoscópico, denominados de skyrmions magnéticos. Os skyrmions são excitações do tipo sóliton, de geometria circular, onde os spins invertem progressivamente sua orientação à medida que suas posições avançam das bordas para o centro. A Figura 2.2 apresenta duas das possíveis configuração de spins em um skyrmion.

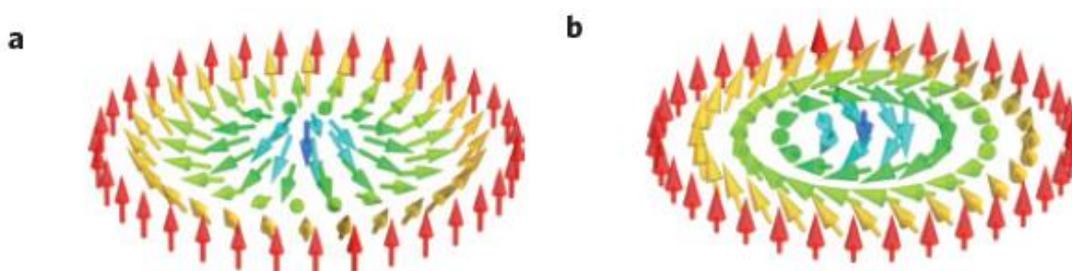


Figura 2.2 – Representação de skyrmions correspondente a diferentes orientações da DMI [21].

A rotação dos spins do centro para a borda nos skyrmions pode se dar no plano formado pelos spins do centro e da borda, conforme mostra a Figura 2.2 (a). Alternativamente, a rotação dos spins pode se processar num plano perpendicular aquele formado pelos spins antiparalelos da borda e do centro, conforme mostra a Figura 2.2 (b).

No primeiro caso, os skyrmions são chamados de skyrmions de Néel e no segundo skyrmions de Bloch em analogia às paredes de domínio de um ferromagneto. Os skyrmions magnéticos foram primeiramente detectados em 2009 por Mühlbauer e colaboradores [10-12] no ferromagneto helicoidal MnSi através da técnica de espalhamento de nêutrons em baixo ângulo. Esta nova estrutura magnética foi observada em uma região do diagrama  $HxT$  entre as fases magnéticas helicoidal e cônica, características do MnSi. Devido a sua configuração, os skyrmions são topologicamente protegidos e relativamente estáveis. Também são promissores para aplicações tecnológicas em armazenamento de dados devido as suas pequenas dimensões e baixas correntes de “depinning” [21].

Desde a descoberta no MnSi, skyrmions magnéticos também foram observados em outros materiais como os ferromagnetos  $Fe_{1-x}Co_xSi$  [13][14], FeGe [15][16], multiferróicos como  $Cu_2OSeO_3$  [17], e no antiferromagneto  $La_2Cu_{0.97}Li_{0.03}O_4$  [18]. Por fim, foram também observados em monocamadas de Fe crescidas em um substrato de Ir(111) [19].

É interessante observar que os skyrmions se organizam coletivamente numa rede cristalina bidimensional de simetria triangular. A rede de skyrmions, bem como a região do diagrama  $HxT$  em que ela existe foi mapeada por diversas técnicas como difração de nêutrons [10], microscopia eletrônica de transmissão por força de Lorentz [13], microscopia de força magnética [102] e microscopia eletrônica de superfície por tunelamento de spin [19]. O tamanho dessa estrutura varia de 1nm [19] até 200 nm [20]. Este tamanho está associado com a razão entre as magnitudes da interação de troca  $J$  e da interação de Dzyaloshinskii-Moriya,  $D$ . Se  $D/J \gg 1$ , a rotação dos spins é favorecida e o tamanho dos skyrmions é reduzido [21]. Para a existência dos skyrmions pode-se atribuir um valor crítico de  $D$  dado por  $D_{cr} \propto (KJ)^{\frac{1}{2}}$  onde  $K$  é a constante de anisotropia uniaxial. Logo, para uma dada razão  $D/J$  característica na superfície, pequenos valores de  $K/J$  favorecem a formação de skyrmions [21].

#### 2.1.1.1.a – Rede de Vórtices versus Rede de Skyrmions

Os skyrmions em geral formam uma rede hexagonal muito similar a uma rede de vórtices de Abrikosov em um supercondutor. Ambas as redes podem ser descritas fenomenologicamente pela teoria de Ginzburg-Landau, possuindo uma simetria

triangular, tanto para skyrmions quanto para vórtices. Ambas as redes se formam num plano perpendicular ao campo magnético aplicado e são invariantes translacionais na direção do campo aplicado, podendo ser construídas a partir de tubos de vórtices, ou tubos de skyrmions, orientados paralelamente à direção do campo.

Num vórtice, o parâmetro de ordem é suprimido no centro do seu núcleo e atinge um valor máximo em uma distância  $\xi$  desse centro. Já para um skyrmion a magnetização varia suavemente do centro para as bordas, se mantendo finita. Enquanto que, em um vórtice, supercorrentes de carga fluem ao redor do caroço normal, num skyrmion correntes de spins não dissipativas circulam ao seu redor com um número de voltas (“winding number”) quantizado [9]. As supercorrentes de carga surgem devido à mudança de fase do parâmetro de ordem supercondutor, enquanto que as correntes de spin surgem devido a gradientes na orientação de spin. A principal diferença entre as duas redes está no fato de que a carga é conservada nos vórtices supercondutores, enquanto que nos skyrmions o spin não é conservado devido à interação spin-órbita [9].

Ambas as redes podem ser aprisionadas por centros de “pinning” oriundos de defeitos e as redes ficam estáticas quando a densidade de corrente de transporte aplicada é menor que a densidade de corrente crítica  $J < J_C$ . Entretanto quando  $J \gg J_C$  os movimentos das redes são diferentes. Enquanto, a rede de skyrmions se move em uma direção preferencialmente paralela à corrente, devido à interação entre o spin do elétron de condução e a estrutura de spins do skyrmion, a movimentação da rede de vórtices se dá na direção perpendicular à corrente, devido à força de Lorentz [9].

Com base nas semelhanças entre a rede de vórtices e a rede de skyrmions magnéticos, é possível que em uma heteroestrutura supercondutor/isolante/ferromagneto (SC/I/FM) os vórtices no material supercondutor induzam uma textura magnética do tipo skyrmion na camada ferromagnética. Essa é uma das propostas iniciais deste trabalho ao estudar filmes heteroestruturas (SC/I/FM). A correlação entre os fenômenos de magnetismo e supercondutividade serão discutidos na seção 2.2 deste capítulo.

#### 2.1.1.1.b – Skyrmions em Multicamadas de Co/Pd

É importante ressaltar que, recentemente, Pollard e colaboradores [20] observaram skyrmions de Néel por meio da técnica de microscopia eletrônica de transmissão de Lorentz no sistema multicamadas de Co/Pd fabricado por sputtering. Este sistema de

multicamadas possui a seguinte configuração: MgO(2 nm)/Pt(4 nm)/Co(0.7 nm)/[Pd(0.5 nm)/Co(0.7 nm)]x5/Pt(2 nm). Os skyrmions neste sistema foram observados em temperatura ambiente e sem a aplicação de campo magnético, após a amostra ter sido levada à saturação magnética. As imagens obtidas por esses autores são mostradas na Figura 2.3.

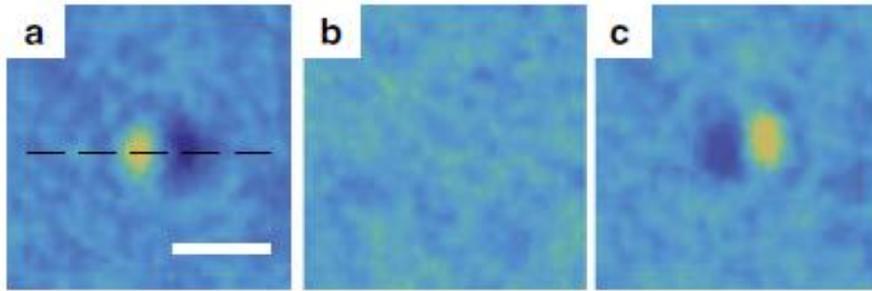


Figura 2.3 – Imagens de microscopia eletrônica de transmissão de Lorentz quando a amostra é rotacionada no eixo indicado pela linha tracejada em (a)  $-15^\circ$  (b)  $0^\circ$  e (c)  $15^\circ$  [20].

Pode-se notar na Figura 2.3 que é necessário rotacionar a amostra para se observar os skyrmions de Néel. A Figura 2.3 (b), que representa a imagem onde a amostra não é rotacionada, não apresenta contraste nenhum. Isto está associado ao fato de que os skyrmions de Néel observados nas multicamadas de Co/Pd possuem componentes de magnetização que estão no plano da amostra.

Os autores também indicam que a formação desses skyrmions deve-se às diferenças na intensidade da interação DM nas interfaces Co/Pd e Pd/Co [20].

### 2.1.1.2 – Outras Texturas de Spins

Além dos skyrmions magnéticos, a interação DM pode induzir ordem magnética helicoidal com quiralidade bem definida e complexas texturas de spins como: espirais de spin, paredes de domínio quirais e vórtices quirais [1]. Esta interação também está presente em sistemas desordenados e é responsável pela anisotropia unidirecional observada em sistemas magnéticos desordenados do tipo vidro de spin [103]. A Figura 2.4 (a) representa uma ordem magnética do tipo hélice enquanto que o painel (b) desta figura representa um ordenamento do tipo cônico. Os painéis (c) e (d) representam paredes de domínios quirais do tipo Néel com diferentes quiralidades induzidas pela interação DM.

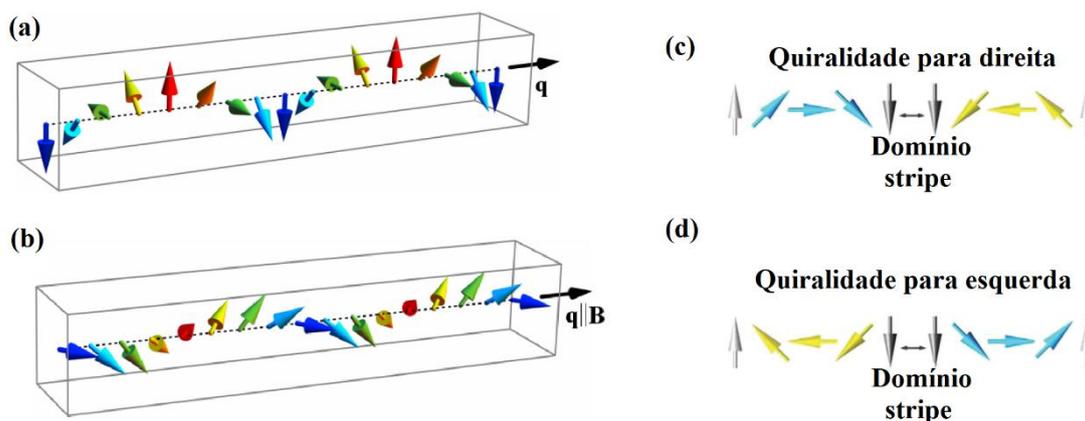


Figura 2.4 – Representação de texturas magnéticas do tipo (a) Hélice, (b) cônica. Em (c) e (d) estão representadas paredes de domínio com diferentes quiralidades. Adaptado de [9] e [3].

A fase magnética helicoidal, por exemplo, foi observada primeiramente no sistema bulk MnSi [8]. Esta fase é caracterizada pela formação de espirais de spin que rotacionam em torno de um vetor  $\vec{q}$ , denominado vetor de propagação, assim como é representado na Figura 2.4 (a). O comprimento de onda da oscilação desta estrutura é maior que o espaçamento interatômico e está associada ao interplay entre a interação de troca e a interação DM [9]. Este tipo de ordenamento é observado em baixas temperaturas e baixos campos magnéticos aplicados. Aplicando-se campos magnéticos mais intensos, essa estrutura evolui para uma fase cônica onde os spins polarizam-se parcialmente na direção do campo magnético mantendo o caráter espiral, conforme ilustra a Figura 2.4 (b) [9].

Em filmes ultrafinos, ou na interface entre filmes finos, a interação DM resulta da quebra de simetria de inversão. Esta interação pode induzir a presença de paredes de domínio com quiralidade bem definida, conforme ilustra as Figuras 2.4 (c) e (d) [1][3][4]. Em filmes ultrafinos bicamadas ou monocamadas com anisotropia magnética perpendicular, as paredes de domínio esperadas seriam do tipo Bloch. Entretanto, a interação DM provoca um “canting” nos spins das paredes de tal forma a estabilizar uma parede de domínio do tipo Néel [3][4]. Esse tipo de comportamento é observado, por exemplo, em filmes de Fe (2 camadas atômicas) crescidos em substrato de W(110) [4]. A transição de paredes do tipo Bloch para paredes do tipo Néel depende da intensidade da interação DM, já o tipo de quiralidade (para direita ou esquerda) depende da direção do vetor  $\vec{D}_{12}$  [3].

Texturas magnéticas do tipo vórtices são caracterizadas por um núcleo central composto por spins que apontam na direção perpendicular ao plano do filme que é circundado por spins que rotacionam no plano do filme, conforme representa a primeira imagem da Figura 2.5. De forma geral, estes vórtices são estabilizados em nanoestruturas magnéticas circulares, mesmo na ausência da interação DM [1]. Entretanto, a interação DM pode induzir quirralidades no estado de vórtices, podendo modificar fortemente a geometria destas texturas [6][7]. A Figura 2.5 mostra o efeito do aumento da intensidade da interação DM na textura de vórtices.

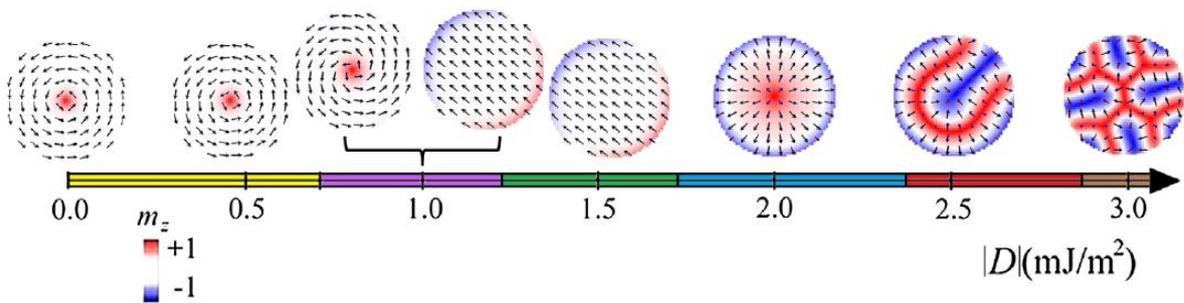


Figura 2.5 – Evolução do estado de vórtice magnético com o aumento da intensidade da interação DM ( $|D|$ ). As cores vermelha e azul representam os momentos magnéticos que apontam para fora e dentro do plano, respectivamente. Adaptado de [6].

### 2.1.2 – Propriedades da Interface no Transporte e no Magnetismo de Filmes Bicamadas e Multicamadas de Co/Ru

Filmes ultrafinos multicamadas de Co/Ru apresentam anisotropia perpendicular magnética (PMA, do inglês perpendicular magnetic anisotropy), recentemente atribuída à tensão induzida pela deformação na rede do Co na interface com os filmes de Ru [104]. Além disso, filmes ultrafinos tricamadas de Co/Ru/Co e multicamadas Co/Ru apresentam um acoplamento magnético, análogo ao de Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY), entre as camadas de Co que oscila entre ferromagnético e antiferromagnético em função da espessura da camada de Ru [105-108]. Dependendo do acoplamento entre as camadas de Co e a espessura da camada de Ru, configurações não triviais de spins são reportadas [109-111]. A PMA, juntamente ao forte acoplamento antiferromagnético presente nas multicamadas de Co/Ru, confere a esse sistema um grande interesse em sua aplicação como um antiferromagneto sintético [112].

### 2.1.2.a – Propriedades da interface em Filmes de Co/Ru

No que diz respeito à interface, muitos trabalhos reportam que filmes de Co/Ru apresentam uma região de mistura e formação de soluções sólidas (ligas) de CoRu [106][113-117]. Esta interdifusão ocorre independentemente do método de fabricação das bi ou multicamadas [106][113-117]. Entretanto, a espessura da região da interface em que ocorre interdifusão é maior para as amostras depositadas por sputtering quando comparada com as depositadas por evaporação [114]. Zool e colaboradores [114] relatam que a região de mistura se estende por cerca de 5 camadas atômicas para as amostras depositadas por sputtering e 3 camadas atômicas para as amostras depositadas por evaporação. Mais recentemente, por meio de medidas de dicroísmo magnético circular de raios-X (XMCD) e ressonância ferromagnética, Allayo e colaboradores [116] mostraram que, para multicamadas ultrafinas de Co/Ru, a região interfacial dos filmes de Co/Ru cresce com o aumento da espessura da camada de Ru. Além disso, os autores reportam que o momento magnético na interface Co/Ru é menor do que o momento esperado para o Co, associando esse fato à formação de ligas de CoRu com diferentes concentrações de Ru na interface [116]. Outro fator importante é a diferença da interface Co/Ru e Ru/Co. Alguns estudos mostram que em filmes tricamadas de Ru<sup>(1)</sup>/Co/Ru<sup>(2)</sup> (onde a camada Ru<sup>(1)</sup> é a mais próxima ao substrato e a Ru<sup>(2)</sup> é a camada do topo) há uma maior tensão produzida na rede cristalina da interface Co/Ru<sup>(2)</sup> do que na interface Ru<sup>(1)</sup>/Co[113][118]. Esta assimetria deve-se à diferença entre as energias de superfície de cada interface [113][118].

### 2.1.2.b – Magnetorresistência e Efeito Hall em Filmes de Co/Ru

Na literatura, são reportados efeitos não usuais em medidas de magnetorresistência e magnetização realizadas em multicamadas ultrafinas de Co/Ru. Por exemplo, Rahmoni e colaboradores mostram uma mudança no sinal da magnetorresistência de um filme de Co(3.2 nm)/Ru (1 nm)/Co<sub>0.92</sub>Ru<sub>0.08</sub> que passa de negativo em  $T = 4.2$  K para positivo em  $T = 300$  K [113]. Além disso, Zool e colaboradores observaram, por meio de medidas de magnetização em função do campo magnético, um aumento na magnitude da magnetização remanente com a diminuição da temperatura em amostras de Co( 3nm)/Ru (0.5 nm)/Co (0.3 nm), nas quais o acoplamento entre as camadas de Co é antiferromagnético [114]. De forma geral, uma diminuição da

magnetização de saturação e da magnetorresistência é observada em filmes de Co/Ru [113][114][119][120]. Os efeitos relatados acima são interpretados por meio da suposição de que ocorre a formação de uma solução sólida de CoRu na interface [113][114]. Tal interface pode apresentar ligas de CoRu com um gradiente na concentração de Ru e, conseqüentemente, um gradiente na temperatura de Curie da liga [113][119]. Desta forma, pode-se imaginar que há algumas regiões da interface que são magneticamente ativas em baixas temperaturas e não-magnéticas em mais altas temperaturas. Além disso, a formação dessas ligas na interface podem acarretar uma mudança na densidade de estados, modificando assim as propriedades de transporte e magnetização nestes sistemas [113][120].

No que diz respeito ao efeito Hall, não foram encontrados artigos em bicamadas e multicamadas de Co/Ru, mas é razoável supor que, se a formação de uma liga de CoRu na interface modifica a densidade de estados e o espalhamento, o efeito Hall também deve ser modificado nesses sistemas.

### *2.1.3 – Propriedades da Interface no Transporte e Magnetismo de Filmes de Co/Pd*

Nas seção 2.1.3.a serão tratadas algumas propriedades gerais da interface Co/Pd, enquanto que na seção 2.1.3.b serão abordados os efeitos da interface nas propriedades de transporte e magnetização segundo reporta a literatura para filmes de Co/Pd.

#### *2.1.3.a – Propriedades da Interface em Filmes de Co/Pd*

Filmes finos bi ou multicamadas de Co/Pd possuem a tendência de formação de soluções sólidas de CoPd na interface, conforme observado experimentalmente [121-124] e teoricamente através de cálculos de estrutura eletrônica [125]. Porém, diferentemente das ligas de CoRu, as ligas de CoPd apresentam ferromagnetismo em temperatura ambiente, mesmo com concentrações elevadas de Pd [126].

Em multicamadas de Co/Pd, algumas camadas atômicas de Pd próximas ao filme de Co polarizam-se tornando-se fracamente ferromagnéticas, aumentando o momento magnético total [127-131]. Em temperatura ambiente, essa polarização pode ocorrer em camadas atômicas de Pd situadas a distâncias de até 0.7 nm da interface com o Co [130][131]. Este efeito é atribuído à hibridização da banda 3d do cobalto com a banda 4d

do Pd [125][130]. Um efeito importante na interface Co/Pd provém da energia de íons de  $\text{Ar}^+$  responsáveis pelo desgaste dos alvos usados na técnica de sputtering para deposição de filmes finos. Deposições feitas a partir de desgastes feitos com maior energia de  $\text{Ar}^+$  produzem modificações na camada interfacial de Co/Pd, podendo causar uma maior difusão de átomos de uma camada na outra. Esses efeitos modificam fortemente as propriedades de anisotropia magnética, tamanho de grão e, conseqüentemente, as propriedades de reversão de domínios magnéticos neste sistema [132].

### 2.1.3.b – Magnetorresistência e Efeito Hall em Filmes de Co/Pd

A grande maioria dos resultados encontrados na literatura para a magnetorresistência em multicamadas de Co/Pd utiliza-as como válvulas de spin. Nestes dispositivos as camadas de Co e Pd, de forma geral, são acopladas a alguma camada antiferromagnética ou se acoplam através de alguma camada espaçadora do tipo Cu ou Au [130][133-135]. A magnetorresistência em filmes de Co/Pd é altamente anisotrópica, apresentando uma forte contribuição negativa devido à diminuição do espalhamento *s-d* com o aumento do campo magnético aplicado [136-138].

No que diz respeito ao efeito Hall, uma série de estudos foi feita em filmes finos bi e multicamadas de Co/Pd [139-146]. Em multicamadas ultrafinas de Co/Pd [139-141] foi observada uma diminuição da resistividade Hall anômala, acarretando inclusive em inversão do sinal Hall em função da diminuição do número de camadas [140], da espessura da camada de Co, e também em função da temperatura [139][141]. Esse efeito é apresentado na Figura 2.6.

A inversão de sinal é atribuída à competição entre uma contribuição negativa ao efeito Hall oriunda da superfície e uma contribuição positiva devido à interface. [139][140]. Os autores das referências [139][140] também mostram a ocorrência de um aumento do coeficiente Hall anômalo com a temperatura.

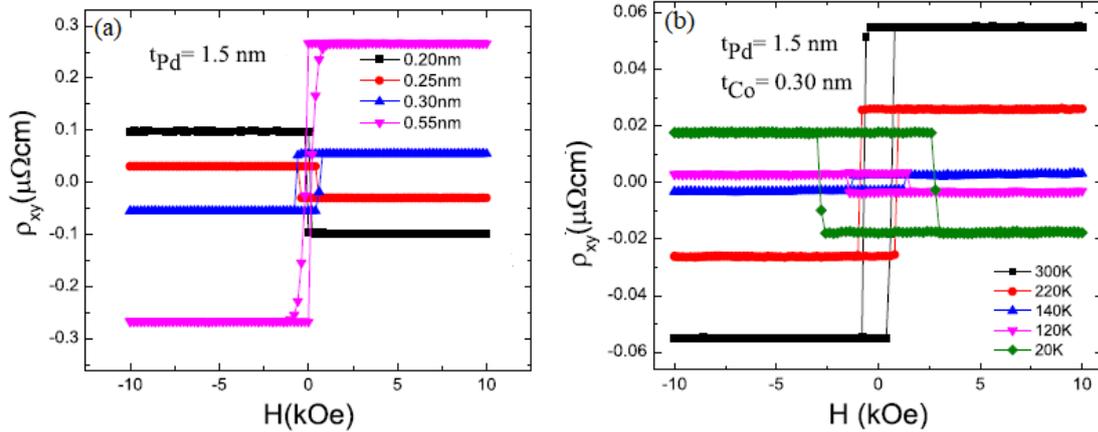


Figura 2.6 – Resistividade Hall (a) em 300 K em função da espessura do filme de Co da multicamada de  $[\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Pd}(1.5 \text{ nm})] \times 9$  (onde  $t_{\text{Co}}$  refere-se as diferentes espessuras da camada de Co indicadas na figura) e (b) em função da temperatura para uma multicamada de  $[\text{Co}(0.3 \text{ nm})/\text{Pd}(1.5 \text{ nm})] \times 9$  [141].

No que diz respeito ao efeito Hall em bicamadas de Co/Pd, que são os sistemas de maior interesse para esse trabalho, há alguns estudos reportados em bicamadas finas com espessura de Co de, no máximo, 26 nm [142-145]. O trabalho que estuda as bicamadas de Co/Pd mais espessas, faz um estudo comparativo entre o coeficiente Hall anômalo dessas amostras com amostras mais finas [142]. Os resultados mostram que há uma diminuição do coeficiente Hall anômalo com o aumento da espessura da camada de cobalto. Tal diminuição é atribuída à diminuição do efeito do mecanismo de espalhamento por skew-scattering [142]. Esse efeito pode ser observado na Figura 2.7.

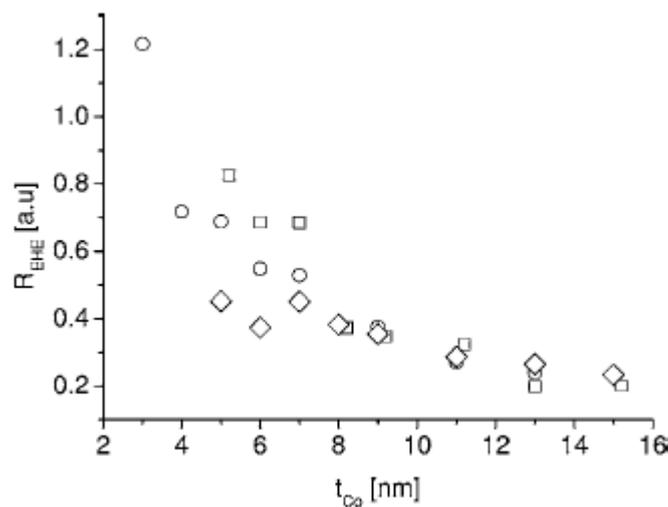


Figura 2.7 - Coeficiente Hall anômalo em para uma série de bicamadas de Co/Pd em função da espessura da camada de Co. Os dados referentes aos filmes de Co (círculos) foram divididos por um fator 1.75 [142].

Os autores [142] também mostram que o coeficiente Hall anômalo para um filme de Co é maior que para um filme de Co/Pd com mesma espessura (os resultados mostrados na Figura 2.7 para os filmes de Co foram divididos por um fator 1.75). Este efeito é atribuído à diferença entre o espalhamento na interface Co-vácuo e na interface Co/Pd. Entretanto deve-se tomar cautela em relação a essa afirmação, uma vez que os filmes de Co neste trabalho estavam desprotegidos e, conforme relatado mais recentemente, [145] coeficiente Hall anômalo de um filme desprotegido de Co aumenta com o tempo após a deposição. Isto se deve ao aumento gradual da oxidação e da rugosidade na superfície com o passar do tempo [145].

O trabalho mais recente deste grupo de autores [145] é feito em bicamadas e multicamadas ultrafinas, com espessuras de até 2 nm de Co. Os resultados mostram que ocorre uma diminuição da resistividade Hall anômala, podendo haver uma inversão de sinal, em função da diminuição da espessura da camada de Co e em função do tempo transcorrido após a deposição das bicamadas de Co/Pd [145]. A Figura 2.8 mostra os resultados obtidos para amostras com diferentes espessuras de Co (painel (a)) e para a amostra mais espessa, 2 nm de Co, em função do tempo transcorrido após a deposição do filme.

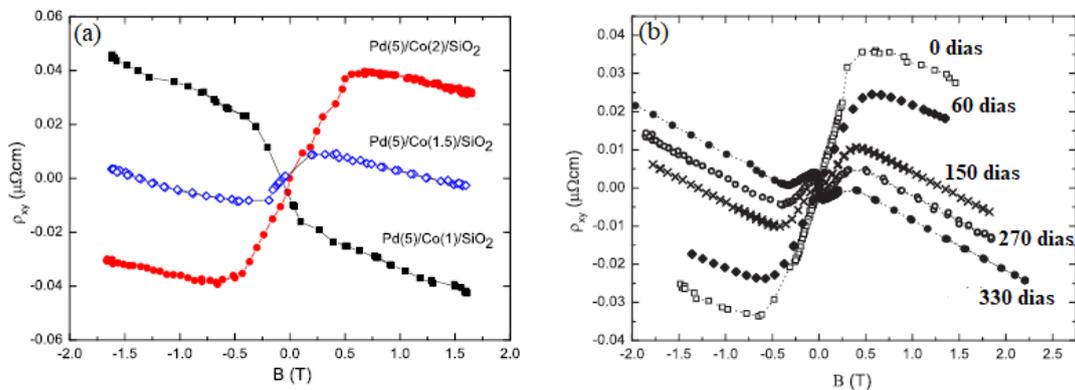


Figura 2.8 – (a) Resistividade Hall em função do campo magnético para as amostras de Pd(5 nm)/Co(2 nm)/SiO<sub>2</sub>, Pd(5 nm)/Co(1.5 nm)/SiO<sub>2</sub> e Pd(5 nm)/Co( 1 nm)/SiO<sub>2</sub>. (b) Resistividade Hall para a amostra Pd(5 nm)/Co( 2nm)/SiO<sub>2</sub> para diferentes tempos transcorridos após a deposição [145].

Os autores da referência [145] concluem que a evolução temporal é uma característica da interface Co/Pd, uma vez que os filmes puros de Co protegidos com camadas de SiO<sub>2</sub> não apresentam tal variação. Logo, a evolução temporal da resistividade Hall anômala está associada à formação de soluções sólidas de CoPd na interface das

bicamadas. Essas ligas contribuem para um aumento da resistividade Hall anômala quando a concentração de Pd é menor que 73% e uma diminuição quando a concentração de Pd é maior que este valor [145].

É importante salientar que a grande maioria dos estudos reportados nessa seção se referem a filmes ultrafinos de Co/Pd, o que não é o caso dos filmes estudados nesta Tese, cuja espessura é mais de uma ordem de grandeza maior. Entretanto, alguns dos efeitos aqui mencionados podem se manifestar em alguns dos resultados obtidos no presente trabalho.

## **2.2 – Sistemas Heteroestruturas Supercondutor/Ferromagneto**

Ferromagnetismo e supercondutividade são fenômenos excludentes. No estado supercondutor, os spins dos pares de Cooper se alinham antiparalelamente em um estado singleto. Nos materiais ferromagnéticos, os spins eletrônicos tendem a se alinhar paralelamente devido à interação de troca. Além disso, um campo magnético aplicado pode desestabilizar o estado supercondutor quando a energia Zeeman for maior que a energia de acoplamento dos pares de Cooper. Em outros termos, a presença de um campo magnético quebra a simetria de inversão temporal, essencial para a estabilidade de um par de Cooper. O comportamento distinto, do ponto de vista microscópico, entre os dois estados faz com que supercondutividade e magnetismo dificilmente coexistam em um sistema uniforme. Entretanto, em sistemas fabricados artificialmente, como por exemplo, filmes finos multicamadas de supercondutor e ferromagneto (S/F), esses estados podem coexistir em regiões separadas do espaço, e seu interplay conduz a uma rica variedade de comportamentos [26-46].

Destacamos algumas propriedades, como o efeito de proximidade, onde os pares de Cooper penetram a camada ferromagnética induzindo supercondutividade. Neste caso, a interação entre a supercondutividade e o magnetismo provoca uma oscilação amortecida no parâmetro de ordem supercondutor em função da espessura da camada ferromagnética adjacente [27]. Muito outros efeitos também tem sido observados como, por exemplo, a supercondutividade em estado tripleto, válvulas de spin supercondutoras, magnetorresistência supercondutora, aprisionamento de vórtices por nanoestruturas magnéticas e supercondutividade em paredes de domínio [26-28].

Nas seções que seguem, trataremos da interação entre os vórtices num filme ou nanoestrutura supercondutora e a magnetização de uma camada ferromagnética

adjacente, uma vez que estes efeitos estão relacionados ao tema de estudo desta Tese. Nesse sentido, arranjos geométricos de filmes FM/I/SC são utilizados para estudos dos efeitos da interação entre os supercondutores e os ferromagnetos. Tais arranjos podem ser filmes planares de FM/I/SC, arranjos de nanoestruturas magnéticas depositadas no topo de um filme SC, ou recobertas por uma camada supercondutora, e estruturas mesoscópicas FM/I/SC [28]. As seções 2.2.1 e 2.2.2 apresentam os resultados da literatura para alguns desses arranjos onde a magnetização do ferromagneto não é alterada pela camada supercondutora e o ferromagneto mostra magnetização inicial fora do plano e no plano, respectivamente. Já a seção 2.2.3 apresenta os resultados reportados, até o momento, para o caso onde a rede de vórtices ou as avalanches de fluxo no supercondutor alteram a magnetização da camada ferromagnética.

### *2.2.1 – Sistemas Híbridos Supercondutor e Ferromagneto com Magnetização Perpendicular ao Plano do Filme*

Quando o filme ferromagnético de heteroestruturas de SC/FM, possui momentos perpendiculares ao plano a nucleação dos vórtices nos supercondutores é fortemente afetada [28][30][32]. Nesse sentido, o campo produzido pela magnetização perpendicular, a qual em geral apresenta-se em domínios do tipo “stripes”, tende a criar vórtices e anti-vórtices no topo das stripes com a mesma polarização do campo do vórtice ou anti-vórtice [30][32][43]. Neste caso, ocorre uma diminuição da energia do sistema por  $E_M = -M\Phi_0 d_F$ , onde  $d_F$  é a espessura do filme magnético,  $M$  é a magnetização e  $\Phi_0$  é o quantum de fluxo magnético. Para grandes valores de  $M$ ,  $E_M$  excede a energia do vórtice,  $E_S = d_s\Phi_0 H_{c1}/4\pi$ , onde  $d_s$  é a espessura do filme supercondutor. Logo, para a condição  $M > H_{c1}d_s/4\pi d_F$ , as stripes podem criar vórtices e antivórtices espontaneamente [30][32][43]. Os resultados obtidos por Bobba e colaboradores [30] a partir de medidas de MFM em  $T = 6$  K em um filme de Nb/Py são mostrados na Figura 2.9 e ilustram esse efeito.

Um efeito também interessante, recentemente observado por Giorgio e colaboradores [32] é o acúmulo de vórtices em regiões onde há uma bifurcação nas stripes. Esse acúmulo excede localmente a densidade crítica de vórtices e é atribuído ao forte aprisionamento ocasionado pelo aumento do campo “stray” produzido pela magnetização na bifurcação [32].

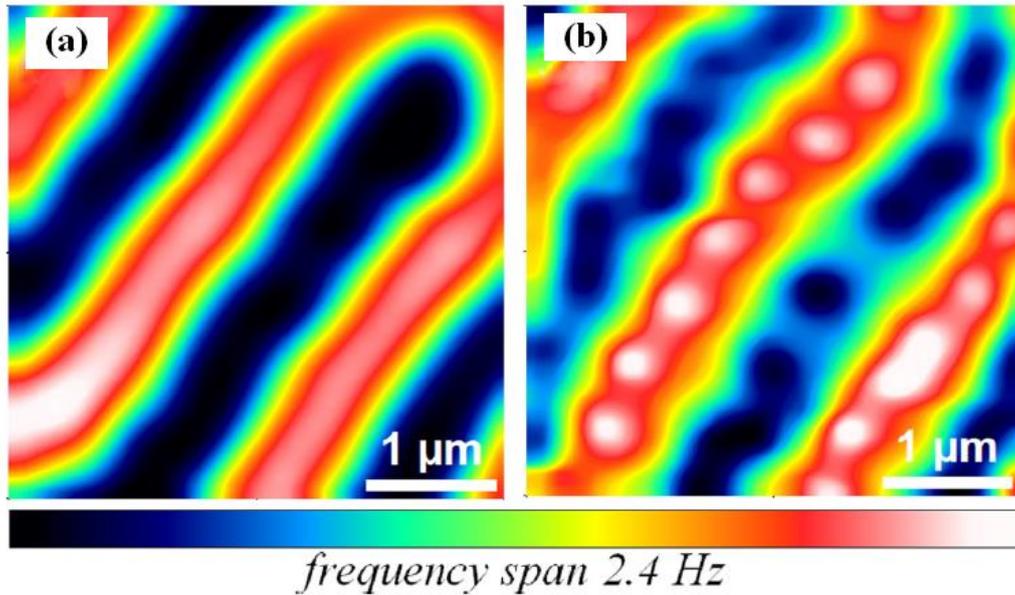


Figura 2.9 – Imagens de MFM para uma amostra de Nb(120 nm)/Py (2  $\mu\text{m}$ ) em (a)  $T = 12\text{ K}$  e (b)  $T = 6\text{ K}$ . As regiões escuras (claras) indicam forças de atração (repulsão) entre a amostra e a ponteira de MFM. No painel (b) observa-se claramente as posições dos vórtices (regiões claras) e antivórtices (regiões escuras) [30].

### 2.2.2 – *Heteroestruturas SC/FM com Magnetização no Plano*

Para filmes supercondutores que recobrem nanoestruturas magnéticas com magnetização no plano, os vórtices são atraídos em um lado da nanoestrutura e repelidos no lado oposto devido ao potencial criado pelos polos da magnetização. Esse efeito se manifesta como picos simétricos nas medidas de magnetização ou resistividade em função do campo magnético [28][147][148]. A Figura 2.10 mostra a resistividade elétrica em função do campo magnético para uma amostra com nanoestruturas retangulares de Co (30 nm) recobertas por um filme de Nb (75 nm).

Pode-se observar na Figura 2.10 que a posição dos picos é simétrica com relação a inversão de campo magnético. Isto se deve à simetria do aprisionamento de fluxo. É possível observar também que há uma histerese em mais alto campo. Os autores mostram que este efeito só ocorre quando campos mais altos que um dado limite são aplicados, associando este efeito à destruição da correlação entre a rede de aprisionamento e a rede de vórtices em campos mais altos [147].

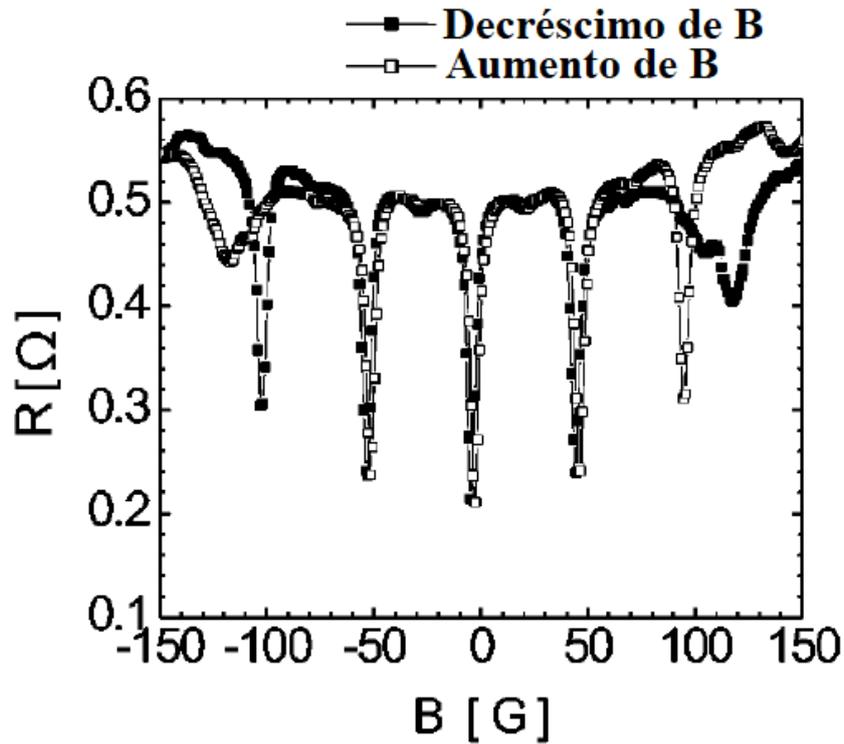


Figura 2.10 – Resistividade em função do campo magnético para nanoestruturas retangulares de Co (30 nm) cobertas por um filme de Nb (75 nm) para os processos de subida e descida de campo. Adaptado de [147].

De forma geral, a correlação entre a magnetização inicial de nanoestruturas magnéticas, o tamanho, espaçamento e a disposição das nanoestruturas na matriz modifica fortemente a dinâmica de fluxo no filme supercondutor [28][147][148].

No que se trata de heteroestruturas planares de SC/I/FM onde a camada ferromagnética possui magnetização no plano do filme (configuração das amostras estudados nesta Tese) alguns estudos teóricos e experimentais são reportados. [37-39][149-151]

O trabalho teórico de Milosevic e Peeters estuda uma heteroestrutura de SC/I/FM, onde a camada ferromagnética possui magnetização no plano. Neste trabalho, é mostrado que a borda de magnetização positiva (negativa) atrai vórtices de campo negativo (positivo) conforme representa a Figura 2.11 (segundo a convenção usual, campo positivo aponta para fora do plano do filme). Além disso, dependendo dos parâmetros geométricos e da magnetização da camada magnética, pares de vórtices (antivórtices) podem ser criados espontaneamente nas bordas negativas (positivas). A criação desses vórtices e antivórtices é mostrada experimentalmente e é importante quando um fraco campo

magnético é aplicado e/ou quando a interação da borda magnética com o vórtice criado pelo campo é fraca [37-39]. Nesse limite, os vórtices criados pelo campo magnético são atraídos e aniquilados pelos antivórtices induzidos pela camada ferromagnética [37-39][150][151]. Segundo os autores, essa aniquilação de vórtices em um dos polos magnéticos pode induzir um aumento no campo crítico suportado pelo supercondutor [150][151].

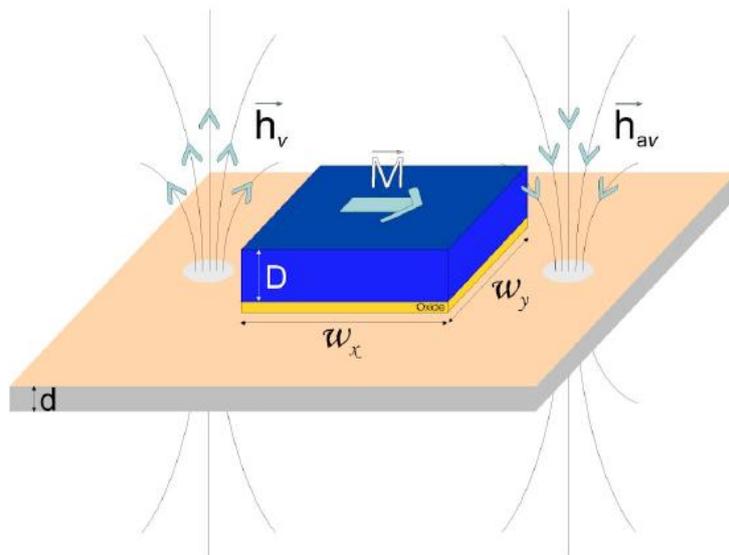


Figura 2.11 – Interação de vórtices de campo positivo e negativo com as bordas de uma camada ferromagnética com magnetização no plano em um sistema SC/I/FM [150].

O efeito da aplicação de campos magnéticos mais intensos e da forte interação da borda ferromagnética com os vórtices criados pelo campo magnético é discutido nos artigos de Vlasko-Vlasov e colaboradores recentemente publicados [37-39]. Neste trabalho é mostrado que tiras de permalloy, com 30 a 35  $\mu\text{m}$  de largura e espaçadas de 2 a 5  $\mu\text{m}$ , depositadas em cima de Nb/SiO<sub>2</sub>, podem atuar como guias ou barreiras para penetração de fluxo magnético no supercondutor [37-39]. Neste estudo, as tiras de permalloy tem magnetização no plano e a interação dos vórtices se dá de forma semelhante àquela apresentada na Figura 2.11. Estes autores mostram que, quando as bordas do permalloy são magnetizadas na direção transversal ao eixo maior das tiras, as cargas das bordas criam barreiras de potencial que causam uma anisotropia na supercorrente de blindagem, acarretando na penetração preferencial dos vórtices ao longo da direção longitudinal da amostra [38][39]. Quando as bordas são magnetizadas na direção longitudinal (ao longo do eixo maior da tira de permalloy), a anisotropia é observada apenas em campos baixos. Nesse limite, as bordas magnéticas positivas criam barreiras para a penetração de vórtices com campo de mesmo sentido e os vórtices tendem

a atravessar a amostra pela região entre as tiras, conforme mostra a Figura 2.12 (a). Já as bordas de magnetização oposta ao campo aplicado permitem a passagem dos vórtices, conforme mostra a Figura 2.12 (b) [37-39].

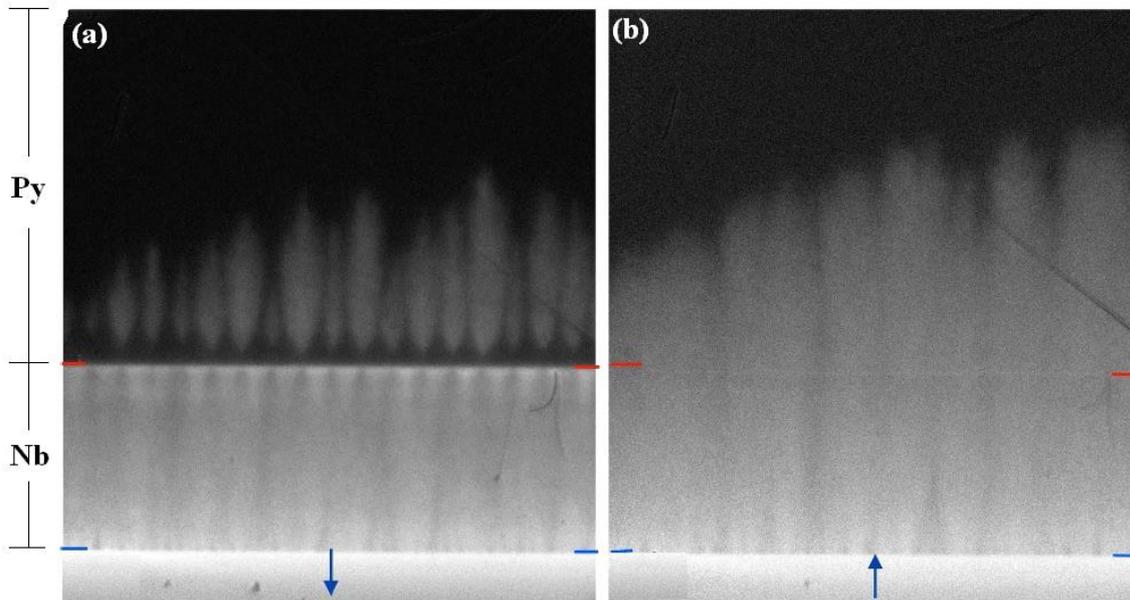


Figura 2.12 – Imagem de MOI para uma amostra de Nb/Py, onde o Py tem a forma de tiras separadas por uma distância de  $2\mu\text{m}$ . Nos painéis (a) e (b) o campo é aplicado perpendicularmente ao plano da amostra e a magnetização da tira é representada pelas setas [37].

Um outro efeito importante, relacionado a interação entre os vórtices de um supercondutor e a magnetização no plano de um ferromagneto, é reportado por Vestgarden e colaboradores [152]. Neste trabalho os autores investigam a interação entre os vórtices num supercondutor monocristalino de NbSe<sub>2</sub> e uma parede de domínio do tipo Bloch de um garnet ferromagnético adjacente. O resultado de MOI de alta resolução na temperatura  $T = 4\text{ K}$  e campo  $H = 3\text{ Oe}$  obtido por esses autores é apresentado na Figura 2.13.

Pode-se observar na Figura 2.13 que há uma densidade maior de vórtices nas proximidades de uma parede de Bloch cuja magnetização aponta no sentido oposto ao campo dos vórtices. Os autores da referência [150] calculam, através do modelo de London, as forças na direção horizontal e vertical exercidas pela parede de Bloch sobre os vórtices. A força exercida na direção horizontal é atrativa, similarmente ao relatado anteriormente para a interação entre os vórtices e as bordas magnéticas de um ferromagneto. Entretanto, a componente da força perpendicular ao plano é repulsiva aos vórtices de tal forma que há uma posição de equilíbrio para localização de um dado

vórtice em relação à parede de domínio. Ou seja, há uma grande densidade de vórtices que tendem a se localizar em regiões laterais às paredes de domínio, enquanto a densidade torna-se praticamente nula na região central da parede [150].

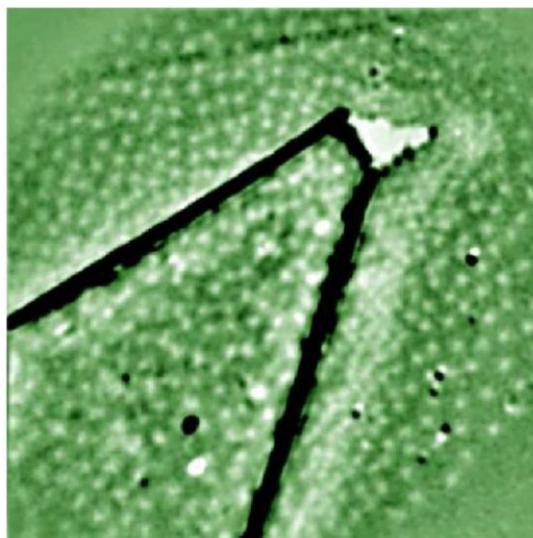


Figura 2.13 – Imagem de MOI de  $70 \times 70 \mu\text{m}^2$  em  $T = 4 \text{ K}$  e  $H = 3 \text{ Oe}$  da distribuição de vórtices próximos a uma parede de Bloch [152].

### *2.2.3 – Modificações do Estado Magnético da Camada Ferromagnética Induzidas pelos Vórtices na Camada Supercondutora*

Apesar de alguns estudos sugerirem a importância dos efeitos da supercondutividade na formação e aparecimento de domínios magnéticos em filmes S/F [40-44] poucos estudos experimentais e teóricos mostram a mudança efetiva da estrutura de domínios magnéticos devido à interação com os vórtices do material supercondutor.

Para heteroestruturas S/F onde o ferromagneto é macio e possui pequenos domínios fora do plano ( $D \ll d_F$ , onde  $D$  é o tamanho do domínio e  $d_F$  é a espessura do filme ferromagnético) espera-se que as correntes de blindagem do supercondutor aumentem localmente o campo magnético no ferromagneto, aumentando a sua energia magnetostática [28]. Logo, para que haja uma diminuição na energia do sistema, o tamanho dos domínios magnéticos diminuem para  $T < T_c$  [153][154]. Para o caso contrário ( $D \gg d_F$ ) um aumento no tamanho dos domínios é esperado [155]. Entretanto, resultados experimentais mostram que ocorre uma diminuição dos domínios mesmo no caso onde  $D \gg d_F$  [28][43].

Até onde sabemos, há um único artigo que relata uma possível modificação do estado magnético do Co em filmes multicamadas de Nb/Co devido a efeitos relacionados ao estado supercondutor do Nb [46]. Neste trabalho, os autores observam, por meio de medidas de magnetização em função temperatura com campos aplicados no plano dos filmes, que a magnetização de uma amostra multicamadas de Nb/Co apresenta uma variação no momento magnético em função do número de ciclos realizados. Além disso, essa variação possui o sentido do campo aplicado e é atribuída à modificação do estado magnético do Co devido à distorção das linhas de campo produzidas pela camada supercondutora no estado Meissner. A representação desta modificação é mostrada na Figura 2.14.

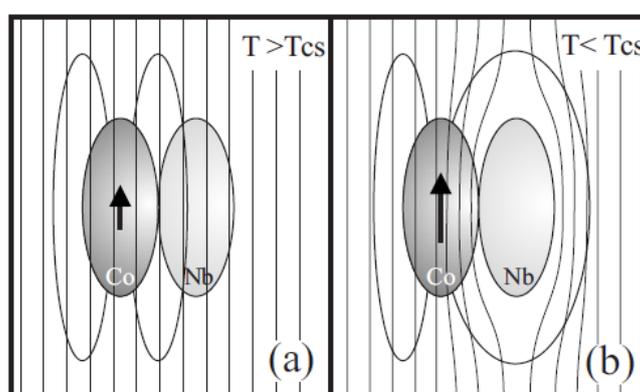


Figura 2.14 – Representação da distribuição de linhas de campo magnético em um sistema de Nb/Co quando o Nb está no estado normal, painel (a), e quando o Nb está no estado Meissner painel (b) [46].

Na Figura 2.14 pode-se notar que, quando o Nb está no estado Meissner, há um grande aumento nas linhas de fluxo magnético no interior da camada Co aumentando a magnetização desta camada. É importante ressaltar que este estudo, apesar de relatar a modificação do estado magnético devido ao estado supercondutor, foi realizado para o filme supercondutor no estado Meissner, ou seja, para campos magnéticos de fraca intensidade aplicados no plano do filme [46].

Um estudo que também mostra uma variação da estrutura magnética do filme ferromagnético proveniente de um acoplamento com o estado de vórtices do supercondutor é o de Vlasko-vlasov e colaboradores [45]. Estes autores estudaram, por medidas de MOI, a diferença de comportamento dos domínios magnéticos em filmes ferromagnéticos únicos e cobertos com uma camada de 100 nm de Nb. Neste estudo, a

diferença observada entre o comportamento e disposição dos domínios do ferromagneto com e sem a camada de Nb é atribuída a um forte acoplamento magnético entre o ferromagneto e o supercondutor. Desta forma, a magnetização do filme ferromagnético não é apenas modificada mas também modifica o regime de vórtices no supercondutor, formando uma estrutura combinada de domínios [45].

Após a obtenção dos primeiros resultados desta Tese referentes às heteroestruturas SC/I/FM um trabalho na mesma linha de pesquisa foi publicado por Brisbois e colaboradores [97]. Neste trabalho foram estudados os efeitos produzidos pela entrada de vórtices na forma prevista pelo modelo de estado crítico e na forma de avalanches de fluxo magnético no estado magnético de um filme de permalloy ( $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$ ) em uma heteroestrutura Nb/ $\text{SiO}_2$ /Py. Neste estudo, heteroestruturas com dois diferentes filmes de permalloy são investigados: um possui 50 nm de espessura, com anisotropia magnética no plano do filme, e outro com 460 nm de espessura, que apresenta domínios do tipo stripes. Para o filme mais espesso, os autores mostram que tanto a entrada homogênea dos vórtices quanto das avalanches de fluxo são influenciadas pela presença dos domínios do tipo stripes [97]. Porém, para essa amostra não é reportada nenhum tipo de modificação dos domínios magnéticos da camada de Py. Entretanto, para a heteroestrutura onde a camada de Py é de 50 nm, tanto a entrada homogênea de vórtices quanto a entrada de fluxo na forma de avalanches induzem uma magnetização no filme de Py [97]. Os resultados obtidos para esta amostra são sumarizados na Figura 2.15.

Os painéis (a), (b) e (c) da Figura 2.15 mostram que a entrada de fluxo na forma homogênea na região recoberta pela camada de Py induz uma reversão no momento magnético na região próxima à borda, cujo sentido é o mesmo do campo gerado pelos vórtices [97]. Os painéis (d), (e) e (f) da Figura 2.15 mostram o efeito das avalanches de fluxo na camada ferromagnética. Pode-se observar no painel (e) que a avalanche de fluxo tende a avançar mais em direção ao centro da amostra quando penetra a borda negativa (junto ao polo negativo da magnetização) e parece ter seu movimento bloqueado quando atravessa a borda positiva (junto ao polo positivo da magnetização). Desta forma, as deflexões das avalanches mostradas na Figura 2.15 (e) tem, segundo os autores, origem na interação com a camada magnética [97].

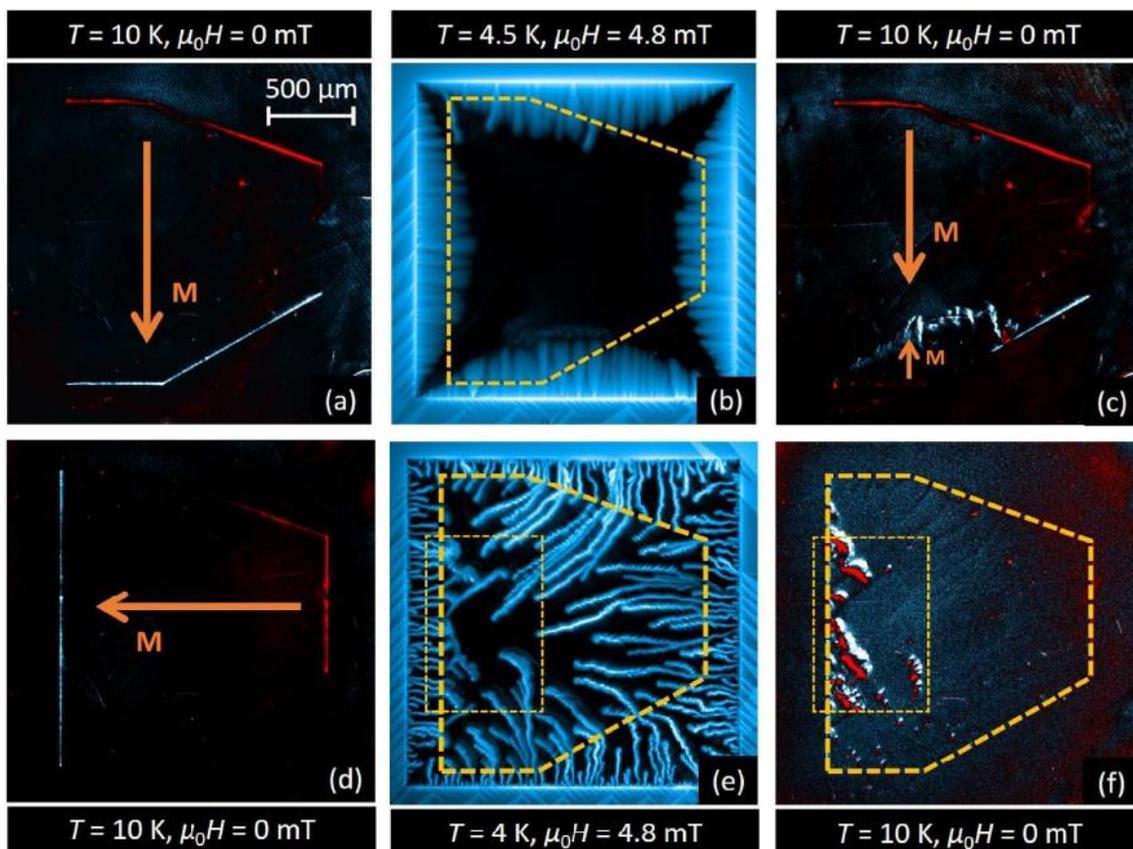


Figura 2.15 – Imagens de MOI para uma amostra de Nb (140 nm)/SiO<sub>2</sub>(5 nm)/Py (50 nm). Em (a) e (d) é mostrado o estado inicial em  $T = 10$  K e  $H = 0$  Oe, com magnetização prévia no plano representada pelas setas. (b) Em  $T = 4.5$  K e  $H = 48$  Oe. (c) No estado remanente em  $T = 10$  K, após o procedimento (b). (e) Em  $T = 4$  K e  $H = 48$  Oe. (f) No estado remanente em  $T = 10$  K, após o procedimento (e). A linha amarela tracejada representa a parte da amostra que é recoberta pelo filme de Py e as cores azul e vermelha representam campos “stray” que apontam para fora e para dentro do plano, respectivamente. Adaptado da referência [97].

Pode-se notar, nas Figuras 2.15 (e) e (f) que as avalanches de fluxo deixam texturas magnéticas, mostradas no retângulo amarelo da Figura 2.15 (f). Estas texturas subsistem acima da temperatura crítica do Nb. Os autores atribuem este efeito ao aparecimento de paredes de domínios do tipo Bloch que separam domínios magnéticos que estão no plano [97]. Esta proposta é baseada no trabalho de Uspenskaya e colaboradores, [153] no qual a presença de estruturas magnéticas similares é atribuída à anisotropia induzida por rugosidade entre os filmes de Nb/Py. Além disso, os autores também mostram que na região da amostra onde havia uma avalanche de fluxo positivo é induzida uma magnetização que aponta no sentido oposto ao campo da avalanche [97]. Esse resultado é inesperado e não foi explicado pelos autores.

## Capítulo 3 – Caracterização e Métodos Experimentais

Neste capítulo são apresentadas as técnicas experimentais utilizadas neste trabalho, incluído os métodos empregados no crescimento dos filmes finos estudados. As técnicas de estudo utilizadas são: resistividade elétrica, magnetorresistência, efeito Hall, magnetização e imageamento por magneto-óptica. Também são apresentados os resultados referentes à caracterização das amostras por difração de raios-X (XRD), refletometria de raios-X (XRR) e retroespalhamento de Rutherford (RBS).

### 3.1 - Fabricação de Filmes Finos

A maior parte dos filmes finos mono, bi e multicamadas estudados neste trabalho foi fabricada no Laboratório de Conformação Nanométrica, LCN, da UFRGS. Porém, amostras contendo paládio foram fabricadas no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos, LMMM, da UFSM. O processo utilizado na fabricação dos filmes foi o desbastamento iônico (sputtering). Neste processo, íons de  $\text{Ar}^+$  são acelerados por uma diferença de potencial em direção a um alvo (material que se deseja depositar). A ionização do gás de Ar se dá a partir da colisão de elétrons com átomos neutros do gás, os quais são excitados e decaem emitindo fótons (glow discharge). Os íons de  $\text{Ar}^+$  com energia suficiente são acelerados em direção ao alvo e o desbastam. Desta forma, os átomos do alvo são espalhados em todas as direções e ficam depositados em toda a superfície interna da câmara, incluindo o substrato onde é crescido o filme. Os filmes deste trabalho foram fabricados na configuração de magnetron sputtering, utilizando fontes DC e RF.

Em todas as amostras depositadas o substrato utilizado foi o Si (100). Anteriormente à deposição, todos os substratos passaram por um processo de limpeza. O procedimento de limpeza foi realizado em duas etapas: (i) os substratos de Si foram mergulhados por 15 minutos em uma solução  $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$  na proporção 4:1 a 80 °C e enxaguados em água corrente deionizada e (2) cada substrato foi mergulhado em  $\text{HF}/\text{H}_2\text{O}$  na proporção 1:10 enxaguado com água deionizada e secado com nitrogênio. Estes procedimentos servem para retirar resíduos e remover do substrato a camada nativa de  $\text{SiO}_2$ .

O equipamento utilizado no LCN para a fabricação dos filmes foi um sistema de deposição de filmes modelo Orion 8 – Ultra Alto Vácuo, produzido pela AJA®. Esse

equipamento possui seis canhões posicionados a uma altura de 15 cm em relação ao porta substrato. O porta substrato pode rotacionar a velocidades de até 80 rpm. A rotação do substrato assegura a homogeneidade do filme. O sistema possui cinco fontes de alimentação: duas fontes RF, uma ligada ao porta substratos, e outra a três canhões, e três fontes DC, sendo uma delas pulsada. Um controlador é utilizado para que a pressão de Ar seja mantida constante na câmara de deposição. Um dedo frio de N<sub>2</sub> líquido pode ser utilizado para manter a pressão baixa dentro da câmara. A colocação e retirada de amostras no equipamento é realizada por meio de uma pré-câmara, fazendo com que a câmara principal se mantenha continuamente em baixa pressão. O sistema de sputtering é conectado a um computador que controla o sistema através do software PHASE II.

Basicamente, dois tipos de filmes heteroestruturas foram fabricados: (i) filmes na composição Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co e (ii) filmes bicamadas e multicamadas de Co/Ru e Co/Pd. Estes dois tipos de heteroestruturas são representadas na Figura 3.1, onde os “pads” cinzas das Figuras 3.1 (a) e (b) representam os contatos elétricos com prata. Além disso, é importante notar que, conforme ilustra a Figura 3.1 (b), as heteroestruturas de Co/Ru e Co/Pd possuem uma camada “buffer” de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, com espessura de aproximadamente 20 nm, com o intuito de evitar qualquer condução elétrica pelo substrato de Si. Cabe ressaltar que a representação das Figuras 3.1 (a) e (b) não está em escala e que filme de cobalto da Figura 3.1 (a) é recoberto com uma camada protetora, não mostrada, de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

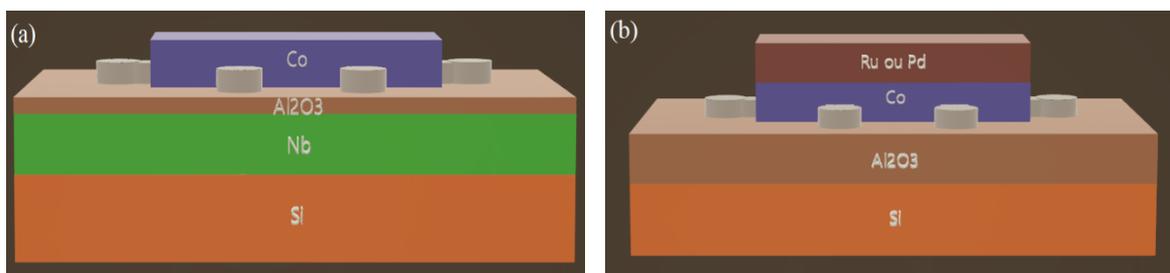


Figura 3.1 – Representação das amostras de (a) Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co e (b) bicamadas de Co/Ru e Co/Pd.

Especificamente, os filmes fabricados no LCN para esta Tese foram:

(i) Monocamadas de Co, Ru e Nb, com espessura nominal de 24 nm, 26 nm e 200 nm, respectivamente.

(ii) Tricamadas de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co onde a espessura do Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> foi variada de aproximadamente 15 nm até 22 nm. As camadas de Co foram fabricadas com espessura

nominal de 20 nm, 24 nm e 150 nm. Para todas as amostras os filmes de Nb possuem espessura de 200 nm. Cabe salientar que no topo das camadas ferromagnéticas foi depositado aproximadamente 9.5 nm de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> para proteção.

(iii) Bicamadas de Co/Ru onde a camada de Ru, com espessura de aproximadamente 26 nm, é depositada no topo da camada de Co, com espessura de 24 nm, aproximadamente, servindo também como proteção contra oxidação da camada ferromagnética.

(iiv) Multicamadas, compostas por vinte camadas alternadas de aproximadamente 7.5nm de Co e Ru.

Além desses filmes, foram fabricadas no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) da UFSM as seguintes amostras:

(i) Monocamadas de Co, denominada Co-UFSM, e Pd com espessuras de 24 nm e 26 nm, respectivamente.

(ii) Bicamada de Co/Pd onde a camada de Pd, com espessura de aproximadamente 26 nm, é depositada no topo da camada de Co, com espessura estimada de 24 nm.

(iii) Multicamada de Co/Pd compostas por vinte camadas alternadas de Co e Pd com aproximadamente 7.5 nm.

O sistema de deposição de filmes finos do LMMM, utilizado para a deposição dos filmes com Pd foi construído no próprio laboratório, porém sua concepção e operação é similar ao sistema de deposição do LCN. O sistema de sputtering do LMMM possui quatro canhões, sendo dois alimentados por fontes DC e os outros dois por fontes RF. Neste sistema um motor de passo abre o “shutter” enquanto outro motor de passo faz com que o porta substrato passe diante do “shutter” permitindo a deposição do filme no substrato.

Os parâmetros utilizados na fabricação dos filmes finos, tais como pressão de Ar<sup>+</sup> na câmara, temperatura, fonte utilizada, potência, tempo de deposição e espessura esperada para cada filme, encontram-se na Tabela 3.1. Nesta tabela, a referência (Multi) está associada à uma das camadas da multicamada e aos parâmetros utilizados na sua deposição. A denominação Co-UFRGS ou Co-UFSM identifica se esta camada foi depositada no LCN da UFRGS ou no LMMM da UFSM. Os números em parênteses informam a espessura nominal de cada filme.

Tabela 3.1 – Parâmetros utilizados na deposição dos filmes finos estudados neste trabalho.

Filme	Pressão de base (torr)	Temp (°C)	Fonte	Potência (W)	Taxa (Å/s)	Tempo (s)	Espessura (nm)
Co-UFRGS	$2 \times 10^{-8}$	21	DC	150	0.97	240	23
Co(Multi)	$2.1 \times 10^{-8}$	21	DC	150	0.97	75	7.3
Ru	$1.8 \times 10^{-8}$	21	DC	100	0.879	300	26.4
Ru(Multi)	$1.7 \times 10^{-8}$	21	DC	100	0.879	85.3	7.5
Nb	$2 \times 10^{-7}$	500	DC	450	3.01	660	199
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (15)	$2.4 \times 10^{-8}$	21	RF	200	0.105*	1428	15
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (22)	$1.8 \times 10^{-8}$	21	RF	200	0.105*	2100	22
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (buffer)	$1.9 \times 10^{-8}$	21	RF	200	0.105*	1905	20
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (topo)	$2.6 \times 10^{-8}$	21	RF	200	0.105*	900	9.5
Ag(contatos)	$6 \times 10^{-8}$	21	DCV	100	3*	170	51
Co(20)	$2.5 \times 10^{-8}$	21	DCV	150	0.97	200	19.4
Co(150)	$2 \times 10^{-8}$	21	DCV	150	0.97	1500	145.5
Co-UFSM	$4.8 \times 10^{-7}$	21	DC	20	1.27**	189	24
Pd	$4.8 \times 10^{-7}$	21	DC	20	4.25**	63	26.7
Co(Multi)	$4.8 \times 10^{-7}$	21	DC	20	1.27**	59	7.5
Pd(Multi)	$4.8 \times 10^{-7}$	21	DC	20	4.25**	17	7.3

\*A taxa de deposição foi obtida de dados de refletometria de raio-X em baixo ângulo do banco de dados do LCN da UFRGS.

\*\*Taxa de deposição retirada de dados de refletometria de raio-X em baixo ângulo do banco de dados do LMMM da UFSM.

As demais taxas de deposição foram obtidas através de medidas de refletometria em baixo ângulo apresentadas na seção seguinte. A Tabela 3.2 lista as amostras preparadas para este estudo.

Tabela 3.2 – Lista das amostras heteroestruturas preparadas.

Sistema	Tipo	Espessura (nm)
Co-UFRGS	Monocamada	Co(23)
Ru	Monocamada	Ru(26.4)
Co/Ru	Bicamada	Co(23)/Ru(26.4)
Co/Ru (Multi)	Multicamada	[Co(7.3)/Ru(7.5)]x10
Co-UFSM	Monocamada	Co(24)
Pd	Monocamada	Pd(26.7)
Co/Pd	Bicamada	Co(24)/Pd(26.7)
Co/Pd (Multi)	Multicamada	[Co(7.5)/Pd(7.3)]x10
Nb	Monocamada	Nb(200)
Nb/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Co	Tricamada	Nb(200)/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (22)/Co(23)
Nb/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Co	Tricamada	Nb(200)/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (15)/Co(19.4)
Nb/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Co	Tricamada	Nb(200)/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (15)/Co(145.5)

## 3.2 – Calibração e Caracterização dos Filmes (XRD XRR e RBS)

Nesta seção serão apresentados os resultados de refletometria de raio-X (XRR) e difração de raio-X na configuração Bragg-Brentano (XRD). Também será apresentada a técnica e os resultados de espectrometria de retroespalhamento de partículas alfa (RBS) para as amostras bicamadas de Co/Ru e Co/Pd.

### 3.2.1 – Refletometria de Raios – X (XRR)

A seguir são apresentados os resultados de refletividade de raios-X (XRR) obtidos por meio de um difratômetro D8 Advance da Brüker do LCN da UFRGS. Esses dados são obtidos através da incidência de raios-X em ângulo rasante, de valor inferior a 5°. Nesse tipo de difratograma é possível se observar franjas de difração denominadas franjas de Kiessing. Nessa configuração, para que haja interferência construtiva a variação do vetor de onda da radiação incidente ( $\vec{k} - \vec{k}'$ ) deve ser igual ao vetor de sua rede recíproca ( $\vec{Q}$ ), denominado vetor de espalhamento [157]. O módulo do vetor de espalhamento é dado por:

$$Q = \frac{4\pi}{\lambda} \text{sen}(\theta). \quad (3.1)$$

Substituindo a lei de Bragg:  $2d\text{sen}(\theta) = n\lambda$  em (3.1) tem-se:

$$Q = \left(\frac{2\pi}{d}\right)n \quad (3.2)$$

Os resultados de refletometria de raio-X são apresentados na Figura 3.2, onde os números indicados referem-se a ordem  $n$  de cada máximo (interferência construtiva) que, por sua vez, estão associados ao ângulo  $\theta$ . Desta forma, utilizando a Equação (3.1) pode-se calcular  $Q$  a partir dos valores de  $\theta$  obtidos para cada máximo de difração indicado na Figura 3.2. A partir daí se estabelece uma relação de  $Q$  com  $n$ , obtendo-se os gráficos apresentados nas Figura 3.2 (b), (d) e (f). O coeficiente angular obtido do ajuste mostrado nessas figuras corresponde ao termo entre parênteses na Equação (3.2). Tal termo possibilita o cálculo da espessura do filme. Dividindo-se a espessura obtida pelo tempo de deposição obtém-se a taxa de deposição.

As taxas de deposição calculadas das medidas apresentadas na Figura 3.2 foram utilizadas para estimativa prévia das espessuras de cada camada dos filmes fabricados. Essas taxas são apresentadas na Tabela 3.1.

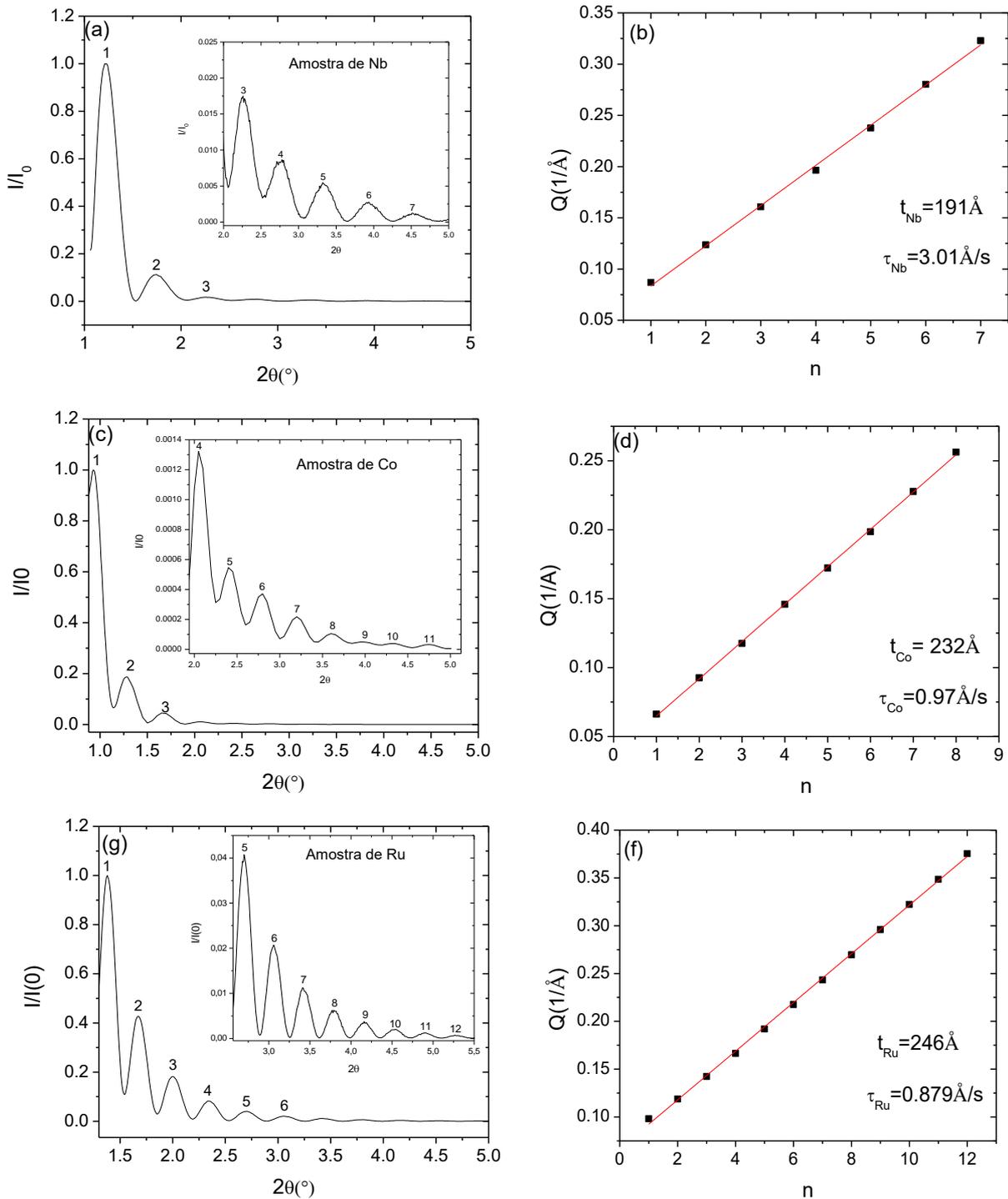


Figura 3.2 – Refletividade de raio-X para as amostras de (a) Nb, (c) Co e (e) Ru. O inserto das figuras é uma ampliação dos picos menos intensos. Parâmetro  $Q$  em função de  $n$  e ajuste da espessura e taxa de deposição para as amostras de (b) Nb, (d) Co e (f) Ru.

### 3.2.2 – Difração de Raios – X (XRD)

As amostras de Nb e Co, e Co/Ru bi e multicamadas foram caracterizadas por difração de raio-X utilizando-se o difratômetro D8 Advance da Brüker do LCN da UFRGS. As amostras de Co/Pd não foram analisadas com esta técnica em razão de terem área lateral insuficiente para uma medida de XRD com boa razão entre o sinal e o ruído. As medidas de XRD foram realizadas na configuração Bragg-Brentano. A Figura 3.3 apresenta o padrão de difração para um filme fino de Nb com 200 nm de espessura.

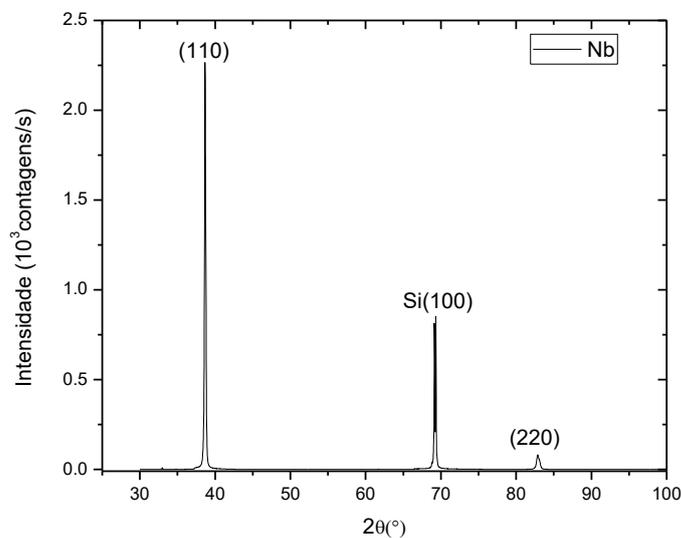


Figura 3.3 – Difratograma de raio-X para uma amostra de Nb de 200 nm de espessura, depositada em substrato de Si(100). O pico correspondente ao substrato está assinalado.

O difratograma apresentado na Figura 3.3 é típico para um filme de Nb. O ângulo correspondente ao plano (110) é  $2\theta \approx 38.6^\circ$ . Utilizando a lei de Bragg, o valor calculado para a distância interplanar correspondente é  $d_{110} \approx 2.33 \text{ \AA}$ . Como a rede do Nb é bcc, o parâmetro de rede é dado por  $a = \frac{2}{\sqrt{2}} d_{110}$ . Daí se obtém  $a \approx 3.3 \text{ \AA}$ . Este resultado está de acordo com aqueles reportados para amostras de Nb bcc crescidas em condições similares de deposição [90].

A Figura 3.4 apresenta os difratogramas para uma amostra de Co de 24 nm e uma amostra de Co de 150 nm. É importante ressaltar que a escala de intensidades para o difratograma do filme de 150 nm foi deslocada verticalmente para possibilitar melhor visualização.

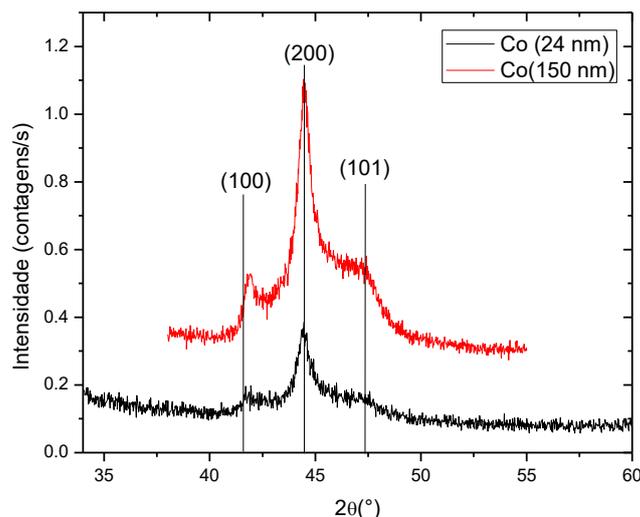


Figura 3.4 – Difratoograma de raio-X para amostras de Co(24 nm)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(9.5 nm) (linha preta) e Co(150 nm)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(9.5 nm) (linha vermelha).

O difratograma apresentado na Figura 3.4 tem sua intensidade atenuada devido a absorção de grande parte da radiação pela camada de Co. Entretanto, é possível observar que os picos observados estão nas posições esperadas e correspondentes aos planos (100), (200) e (101) do Cobalto HCP (indicadas por linhas verticais). Apenas o pico referente ao plano (100) da amostra mais espessa encontra-se um pouco deslocado para um valor maior de  $\theta$ . O pico central, referente ao plano (200), está em  $2\theta \approx 44.4^\circ$ , o qual está associado a um parâmetro de rede  $c \approx 4.07 \text{ \AA}$  que é o valor típico reportado para o Co [158]. O padrão de difração mostrado na Figura 3.4 é similar ao reportado para amostras policristalinas de Co depositadas em substrato de Si [70].

A Figura 3.5 apresenta o difratograma de raio-X para uma amostra bicamada de Co (24 nm)/Ru (26 nm). As linhas verticais na Figura 3.5 representam as posições esperadas para os picos de difração característicos para o Ru nos planos (100) e (002) e para os planos (101) do Ru e (002) do Co indicado como Co/Ru. O pico associado ao plano (002) do Co é deslocado para um ângulo um pouco menor do que aquele observado para um filme monocamada. Este tipo de efeito também é observado por Alayo e colaboradores em multicamadas de Co/Ru [116]. O parâmetro de rede  $c$  calculado para o Ru a partir do pico (002) é  $c \approx 4.28 \text{ \AA}$ , que é idêntico ao valor reportado [159].

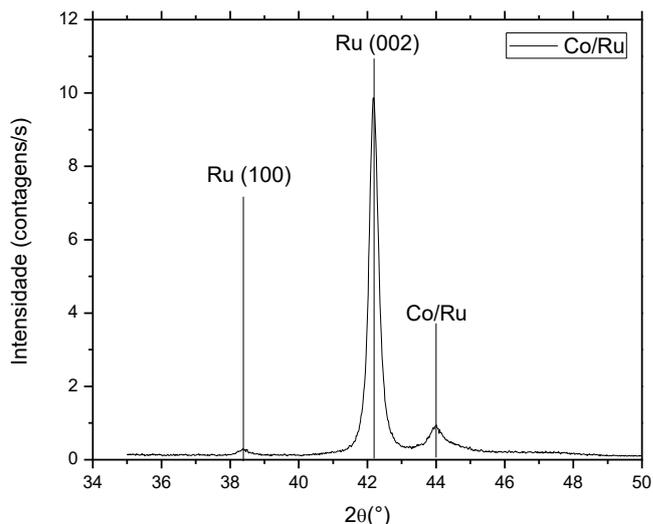


Figura 3.5 – Difratoograma de raio-X para uma amostra de Co(24 nm)/Ru(26 nm).

A Figura 3.6 apresenta o difratograma de raio-X para a amostra multicamada de Co/Ru. Neste difratograma se observam picos extras aos picos de Bragg. Este picos são denominados picos satélites e surgem devido à presença de uma rede artificial criada pelo padrão de repetição das camadas. Os picos satélites são representados por números. O pico identificado pelo número -2 possui sua intensidade reforçada pela difração do plano (002) do Ru. O padrão de difração apresentado na Figura 3.6 é semelhante ao reportado na literatura para multicamadas de Co/Ru [116].

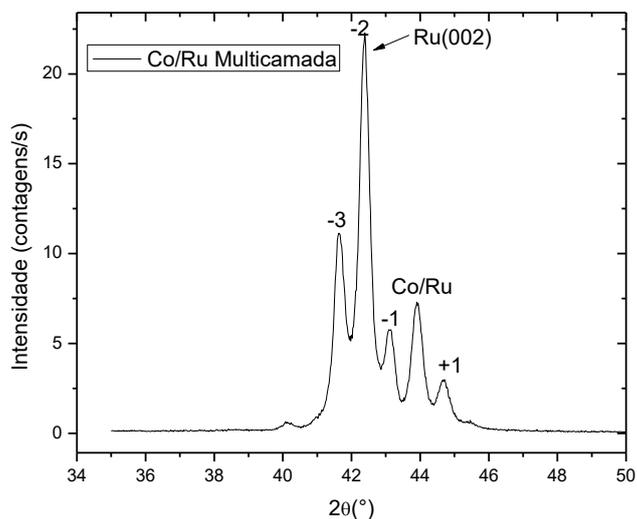


Figura 3.6 – Difratoograma de raio-X para uma amostra multicamada de Co/Ru.

### 3.2.3 – Espectrometria por Retroespalhamento de Rutherford (RBS)

A técnica de espectrometria por retroespalhamento de Rutherford (RBS, do inglês Rutherford Backscattering Spectroscopy) é bastante utilizada para análise e caracterização de filmes finos. Esta técnica consiste basicamente em bombardear uma amostra com um feixe monoenergético de  $\text{He}^{2+}$  e detectar as partículas retroespalhadas. A Figura 3.7 representa um sistema básico de RBS.

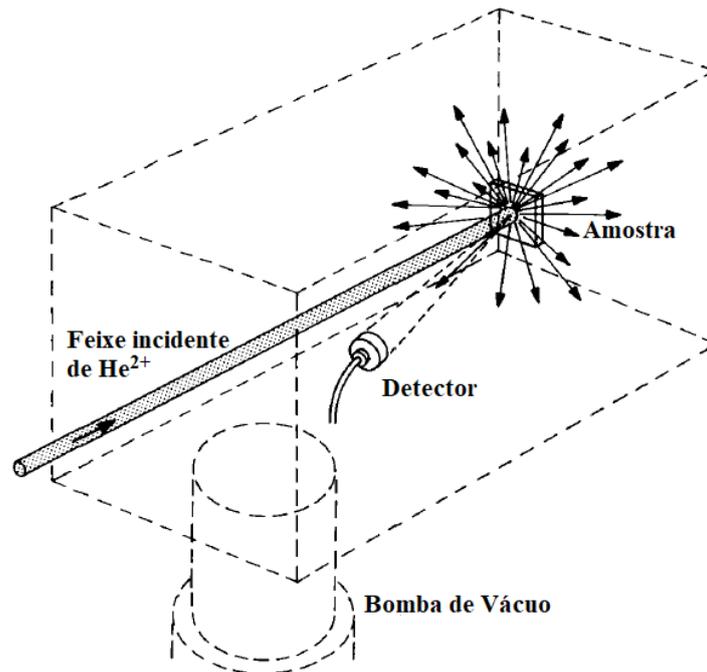


Figura 3.7 – Representação esquemática de um aparato básico de RBS. Adaptado de [160].

Conforme representa a Figura 3.7, um feixe monoenergético de partículas  $\alpha$  ( $\text{He}^{2+}$ ) de energia 1 MeV, colide com os átomos da amostra. Um detector de estado sólido (de Si) fica a um ângulo fixo de aproximadamente  $165^\circ$  em relação à direção do feixe incidente. O sinal detectado passa por um pré-amplificador e posteriormente por um amplificador de sinal. O sinal amplificado é processado por um analisador multi-canais o qual registra o número de partículas detectadas em diferentes canais separados segundo a energia das partículas retroespalhadas. Desta forma é obtido um espectro de contagens por canais.

A análise de um espectro de RBS é feita admitindo-se que a colisão entre as partículas do feixe incidente e os átomos (núcleos) da amostra é elástica. Desta forma, a colisão pode ser interpretada como a colisão entre duas esferas. Neste limite, o fator

cinemático,  $K$ , que é a razão entre a energia do projétil antes e depois da colisão, pode ser escrita como

$$K = \frac{E_1}{E_0}, \quad (3.3)$$

onde  $E_0$  é energia dos íons incidentes e  $E_1$  é a energia dos íons retroespalhados pelos átomos da superfície da amostra.

O espectro obtido por RBS é um espectro de contagens por canais. Desta forma, é necessário fazer um conversão entre o ordenamento de cada canal e sua energia correspondente. Esta calibração é feita utilizando-se um material com fator cinemático conhecido. Para isto foi utilizado um filme de Au. O espectro obtido para a amostra de Au utilizada na calibração e a relação entre energia e canal é apresentada na Figura 3.8.

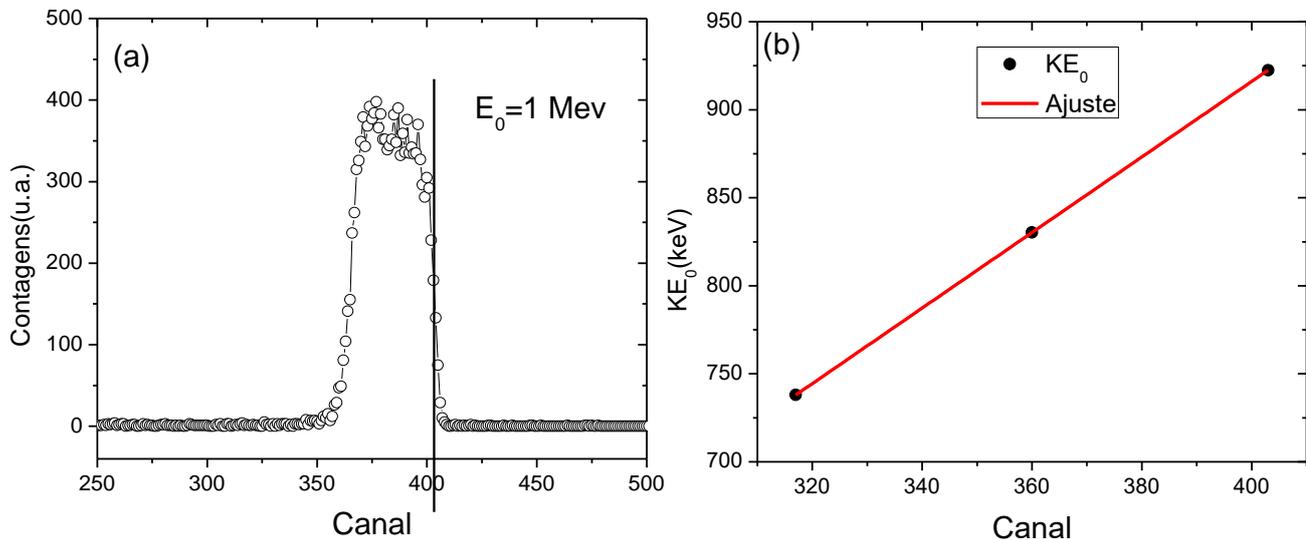


Figura 3.8 – (a) Espectro RBS para uma amostra de Au e (b) relação entre a energia das partículas retroespalhadas pela superfície e a numeração do canal onde os dados são armazenados.

A Figura 3.8 (a) apresenta um espectro de RBS típico para uma amostra de Au cuja forma é de um degrau. O início do aumento de contagens marca a energia  $E_1$  das partículas retroespalhadas na superfície. A energia  $E_1$  é obtida a partir dos valores da energia do feixe incidente,  $E_0$ , e do valor tabelado para  $K$  utilizando a Equação (3.3). Desta forma tem-se uma relação entre  $E_1$  e um determinado canal, identificado por uma linha vertical na Figura 3.8. Fazendo esse procedimento para três energias diferentes obtém-se a curva de calibração entre energia e canal, apresentada na Figura 3.8 (b). A

relação entre energia e canal é então utilizada para analisar os espectros das demais amostras medidas.

As Figuras 3.9 e 3.10 apresentam os espectros obtidos para amostras bicamadas de Co/Ru e Co/Pd. Esses espectros foram obtidos utilizando um acelerador de partículas TANDEN HVE de 3 MeV e todo o aparato eletrônico do Laboratório de Implantação Iônica da UFRGS.

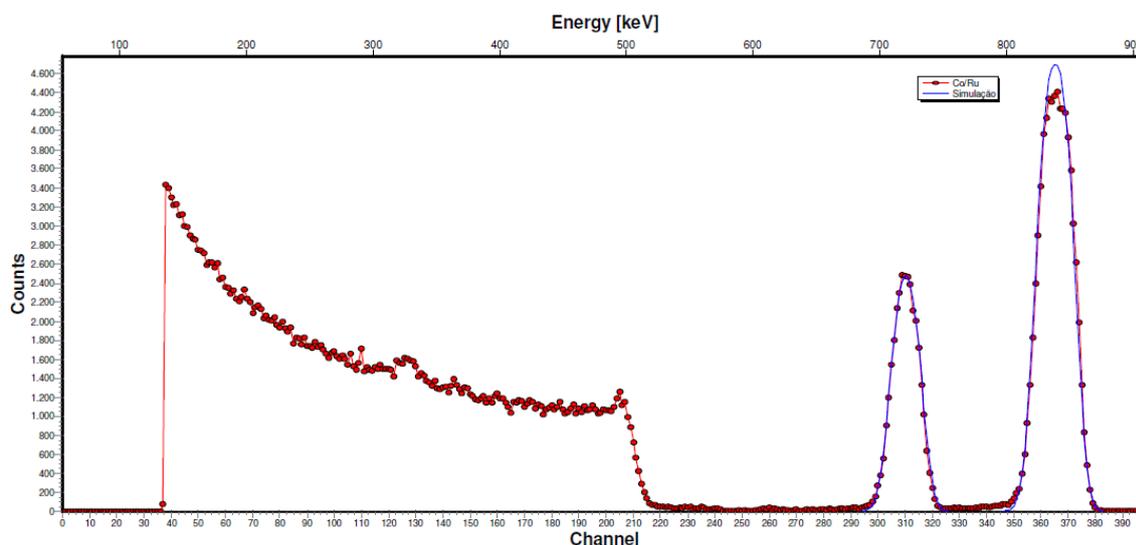


Figura 3.9 – Espectro de RBS para uma bicamada de Co/Ru. A linha sólida representa um ajuste realizado a partir de uma simulação computacional da bicamada de Co/Ru.

O espectro de RBS mostrado na Figura 3.9 apresenta, à direita, dois picos principais distintos relacionados à camada de Ru (em mais alta energia) e à camada de Co (em energia mais baixa). Pode-se notar também que à esquerda do espectro há uma região de background associada ao Si, Al e O. A Figura 3.9 não mostra picos espúrios aos do Co e Ru, indicando a ausência de impurezas nessa amostra. A altura de cada pico está associada à seção de choque de cada material e a largura dos picos está associada aos retroespalhamentos ocorridos no interior da camada e, conseqüentemente, fornece a espessura da camada [160]. A linha sólida apresentada na Figura 3.9 é um ajuste utilizando uma simulação feita via software SIMNRA. Este programa simula o espectro RBS a partir de parâmetros de entrada como geometria do espalhamento, composição, espessura e disposição de cada camada do filme. A simulação do espectro representada pela linha azul na Figura 3.9 corresponde a uma camada de Ru de espessura de 22.4 nm e uma camada de Co de espessura de 21.3 nm. As espessuras encontradas são um pouco menores que as estimadas por XRR. É importante notar que o espectro simulado é de duas

camadas sem mistura entre o Co e o Ru. Entretanto, é possível reproduzir relativamente bem este espectro admitindo que há uma liga de CoRu na interface desde que esta liga tenha espessura da ordem de alguns nanômetros.

A Figura 3.10 apresenta os resultados de RBS para uma amostra bicamada de Co/Pd.

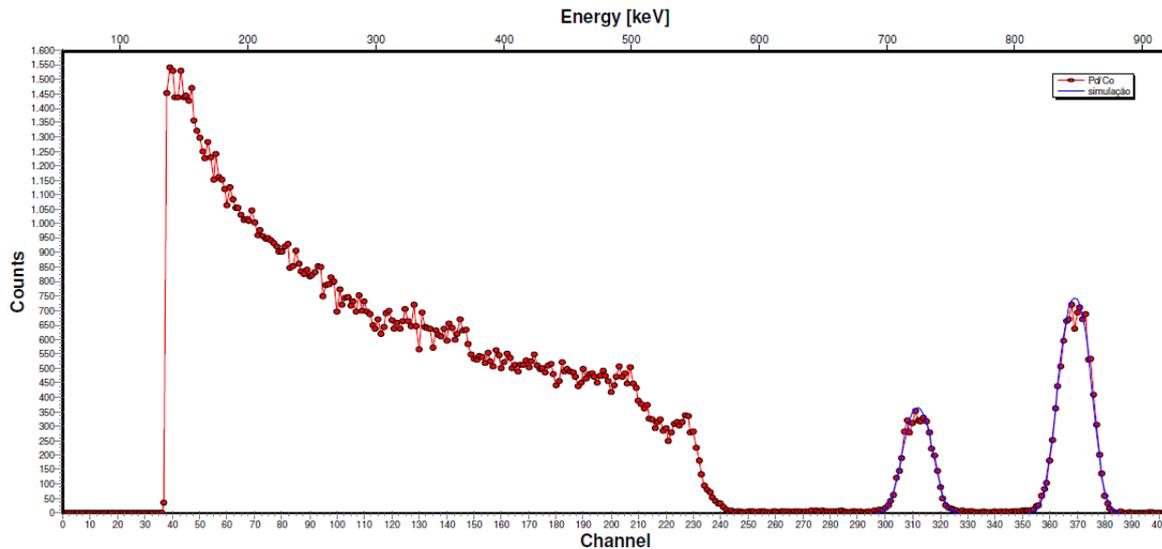


Figura 3.10 – Espectro de RBS para uma bicamada de Co/Pd. A linha sólida representa um ajuste a partir de uma simulação computacional desta bicamada.

Similarmente ao observado para a bicamada de Co/Ru, a bicamada de Co/Pd não apresenta picos espúrios aos dos Co e Pd, indicando que não há impurezas nesta amostra. Pode-se observar na Figura 3.10 que o número de contagens para a bicamada de Co/Pd é menor que para a bicamada de Co/Ru. Isto se deve ao fato de que a amostra de Co/Pd possui uma área lateral menor. O ajuste utilizando o programa SIMNRA apresentado como uma linha sólida na Figura 3.10, corresponde a uma camada de Pd de 21.6 nm de espessura e uma camada de Co de 21.3 nm de espessura. De forma semelhante ao que foi discutido para a bicamada Co/Ru, é possível admitir que haja uma pequena região de ligas de CoPd sem prejuízo da qualidade do ajuste ao espectro.

### 3.3 – Medidas de Transporte Elétrico

A maior parte das medidas de transporte elétrico em função do campo magnético e da temperatura foram realizadas no Instituto de Física da UFRGS em um PPMS<sup>®</sup> (do inglês Physical Properties Measurements System) da Quantum Design Inc. Neste sistema

é possível fazer medidas em temperaturas entre 2 K e 400 K sob campos magnéticos aplicados entre -9 T e 9 T. Este equipamento pode ser dividido em duas partes principais: sistema criogênico e sistema eletrônico. A parte criogênica é ilustrada na Figura 3.11.

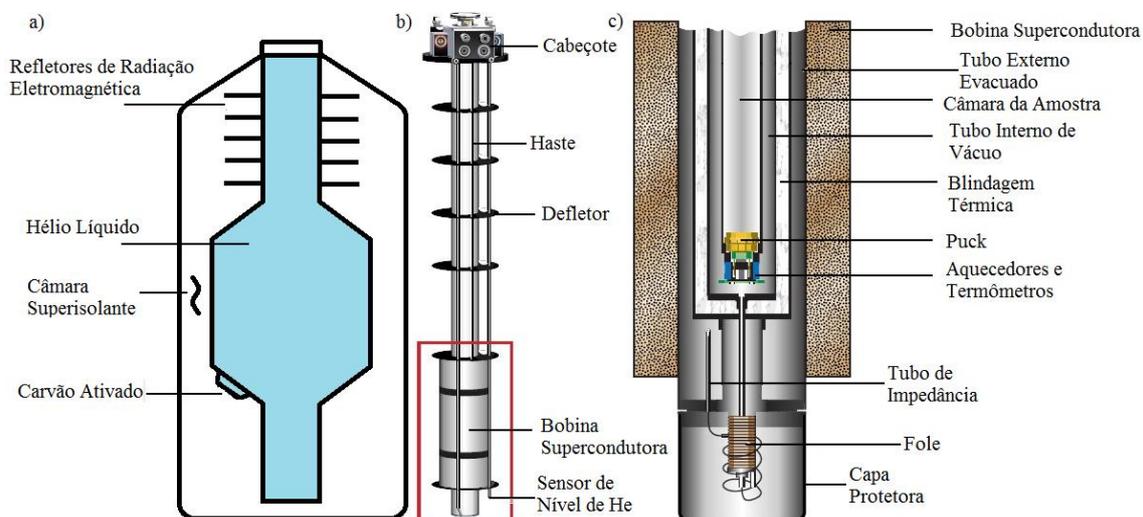


Figura 3.11 – (a) Representação geral do Dewar de He líquido de um PPMS. (b) inserto mostrando a bobina supercondutora e (c) parte inferior mostrando a posição da amostra (puck) e termômetros próximos à amostra [161].

A Figura 3.11 (a) representa o Dewar que consiste de um reservatório de Hélio líquido de 30 litros, um depósito de carvão ativado e uma câmara evacuada revestida com uma camada superisolante. A Figura 3.11 (b) representa o interior do criostato com o probe, um sensor de nível de He e a bobina supercondutora. Na Figura 3.11 (c) é ilustrada uma versão aumentada da parte inferior do criostato, mostrando a posição do porta amostra (“puck”) e outros detalhes da câmara de medidas. A parte eletrônica é representada na Figura 3.12.

O diagrama da Figura 3.12 ilustra o módulo central, que é constituído pelo controlador 6000. Funções como controles de temperatura, nível de He e fluxo de gás são gerenciadas por este controlador. A fonte de corrente da bobina supercondutora é controlada pelo módulo 6700. Os comandos são enviados ao módulo 6000 pelo computador através do software Multivu<sup>®</sup> desenvolvido pela Quantum Design<sup>®</sup> [162][163].

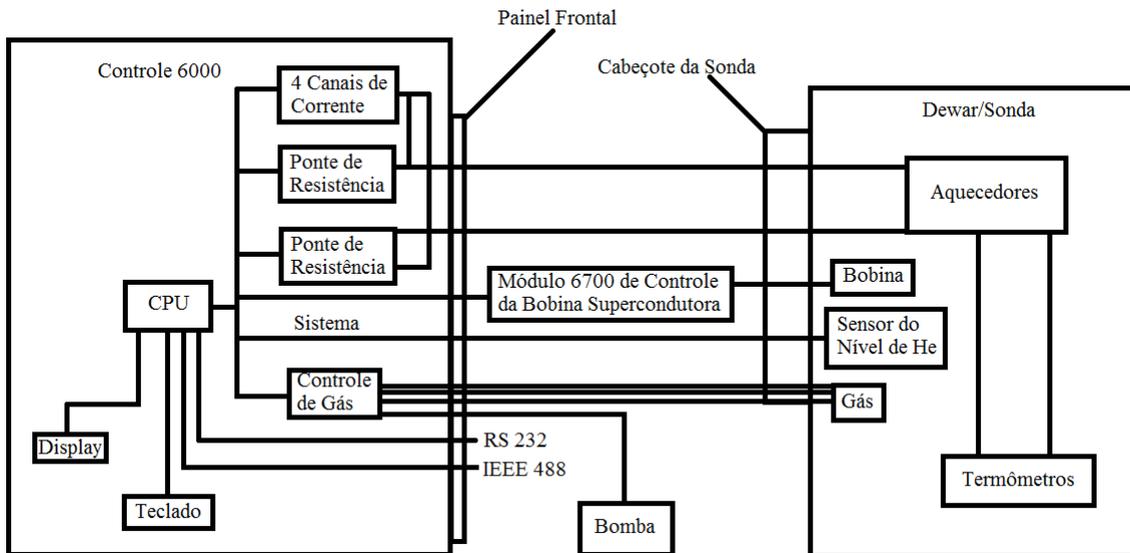


Figura 3.12 – Diagrama de blocos do controlador 6000 [162].

Para a realização de medidas de transporte elétrico nos filmes, foram depositados contatos de prata na superfície das amostras. Máscaras de CuBe foram projetadas para esta finalidade. Fios de cobre foram fixados nas amostras com cola prata e então soldados no porta amostras (“puck”) nas configurações ilustradas na Figura 3.13.

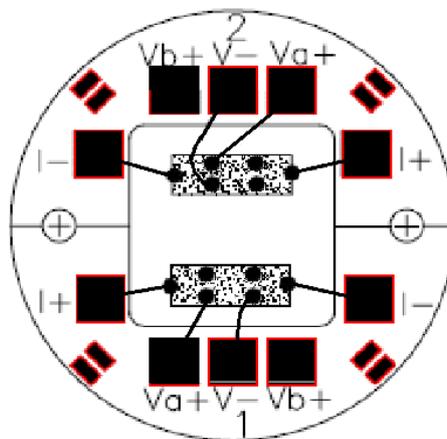


Figura 3.13 – Representação do porta amostras (puck) e da configuração de contatos nas amostras para medidas de magnetoresistência no canal 1 e efeito Hall no canal 2 [163].

Pode-se observar na Figura 3.13 que no canal 1 podem ser realizadas medidas da resistividade longitudinal em função da temperatura e do campo magnético aplicado (Magnetorresistência). No canal 2 está representada a configuração utilizada para uma medida de resistividade transversal em função da temperatura e do campo magnético

(Resistividade Hall). Para ambas as medidas, o campo magnético foi aplicado perpendicularmente ao plano das amostras. Os contatos transversais foram alinhados para minimizar a contribuição da magnetorresistência à medida de tensão Hall. A contribuição residual da magnetorresistência, que é par no campo magnético, é eliminada através de medidas em campos positivos e negativos. Nas medidas realizadas foi utilizado o módulo ACT, onde correntes entre 10 e 50  $\mu\text{A}$  foram aplicadas com frequência de 37 Hz.

### **3.4 – Medidas de Magnetização – Magnetômetro SQUID**

As medidas de magnetização foram realizadas em uma magnetômetro MPMS – XL da Quantum Design que utiliza um sensor SQUID (do inglês Superconducting Quantum Interference Design). Este magnetômetro possui uma parte criogênica bastante similar à do PPMS, porém no SQUID há uma jaqueta de nitrogênio líquido ao redor do reservatório de Hélio líquido. Este magnetômetro opera em temperaturas entre 1.8 K e 400 K, em campos magnéticos de até  $\pm 50$  kOe, apresentando uma boa qualidade de medida para amostras com momentos magnéticos entre  $10^{-1}$  e  $10^{-6}$  emu. Os resultados de magnetização desta Tese foram obtidos empregando o método de medidas DC, onde o momento magnético é medido pelo modo de extração. Neste modo, a amostra se desloca entre o sistema de bobinas detectoras seguindo um número de passos estipulado pelo usuário. Em cada passo, a variação do fluxo é medida.

O porta amostra utilizado nas medidas foi um canudo de plástico fornecido pela Quantum Design. A amostra foi fixada em um pequeno disco de Si para as medidas com campo magnético perpendicular ao plano do filme e numa pequena peça retangular de Si para as medidas na configuração de campo paralela ao plano da amostra. O Si foi usado como suporte para a amostra em razão de seu pequeno momento magnético. A Figura 3.14 mostra a configuração das amostras para medida de magnetização com o campo magnético perpendicular ao plano, Figura 3.14 (a) e paralelo ao plano, Figura 3.14 (b).

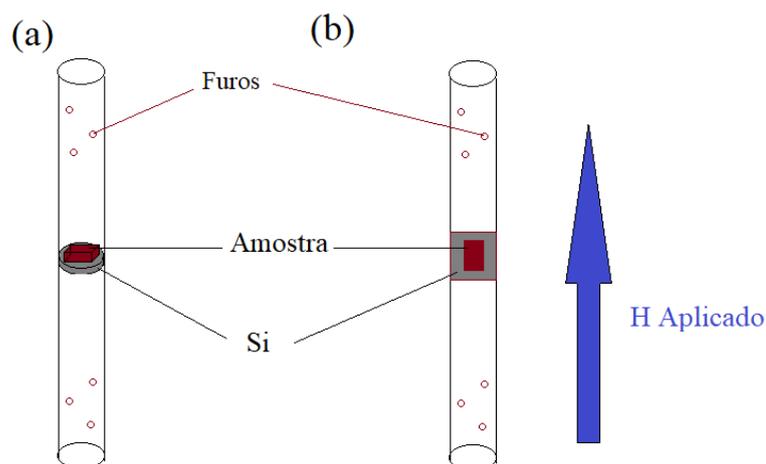


Figura 3.14 – Configuração das amostras para medidas magnéticas com o campo aplicado perpendicular ao plano da amostra (a) e paralelo ao plano da amostra (b). Os furos no canudo permitem a equalização da pressão de gás He dentro e fora do porta-amostras.

### 3.5 – Medidas de Imageamento Magneto-óptico (MOI)

As medidas de Imageamento Magneto-óptico (MOI, do inglês Magneto Optical Imaging) presentes neste trabalho foram realizadas em colaboração com o Dr. Fabiano Colauto e a agora Dra. Danusa do Carmo na Universidade Federal de São Carlos UFSCar. Durante a realização desta Tese foi possível acompanhar presencialmente parte das medidas realizadas.

A técnica de MOI é bastante utilizada na observação de penetrações abruptas de fluxo magnético, como as que ocorrem, por exemplo, nas avalanches de fluxo magnético em filmes de Nb. Com este método é possível se obter imagens com resoluções espaciais da ordem de  $\mu\text{m}$  em curto tempo de medida, da ordem de  $10^{-6}$  s [164]. O princípio de operação desta técnica é baseada no efeito Faraday magneto óptico. Este efeito está associado à rotação do plano de polarização por um ângulo  $\theta_F$  sofrida pela luz polarizada ao atravessar um material sensível, submetido a um campo magnético orientado paralelamente à direção de propagação da luz, conforme representa a Figura 3.15. Esse efeito não é significativo em materiais supercondutores. Desta forma, faz-se necessária a utilização de um filme indicador, que exiba este efeito, em contato com o supercondutor a ser analisado. Um dos materiais utilizados para a função de indicador são filmes ferromagnéticos de ítrio e ferro dopados com bismuto (Bi: YIG – Itrium Iron Garnet) crescidos em um substrato de Gadolínio Gálio Garnet (GGG) [165]. Este tipo de filme é bastante utilizado devido ao fato de possuir magnetização espontânea ( $M_s$ ) no plano do

filme, não apresentar coercividade, apresentar uma vasta faixa de operação abaixo de 400 K e possuir uma constante de Verdet aproximadamente constante em temperaturas abaixo de 150K [166]. A constante de Verdet,  $V$ , ajusta a proporcionalidade entre o ângulo de rotação do plano de polarização da luz,  $\theta_F$  (também conhecido como ângulo de rotação Faraday), e o produto da espessura,  $t$ , do filme pela indução magnética na direção de propagação da luz,  $B_z$ . Desta forma, o ângulo de rotação Faraday pode ser escrito como

$$\theta_F = VtB_z. \quad (3.4)$$

A Figura 3.15 representa o efeito Faraday em um filme indicador.

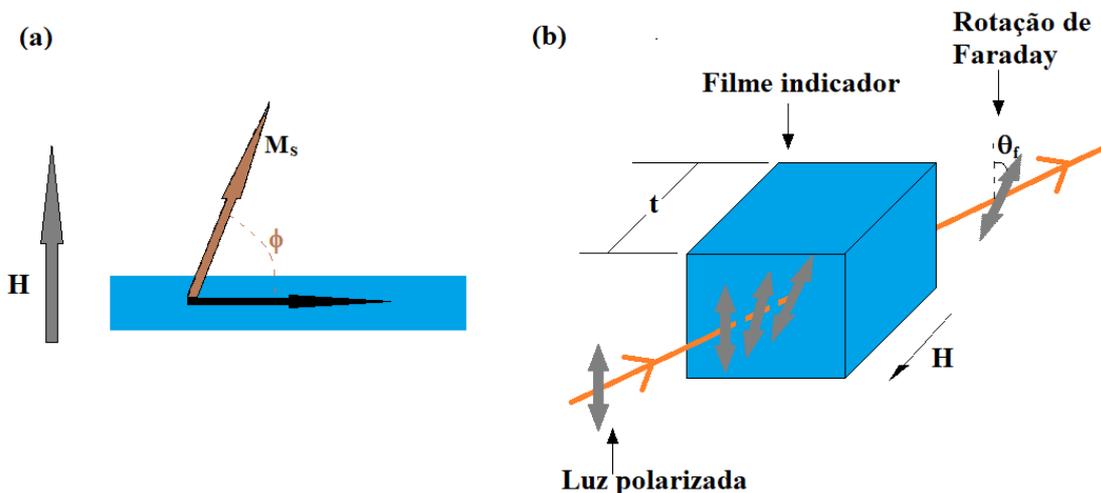


Figura 3.15 – (a) Rotação da magnetização espontânea  $M_s$  de um ângulo  $\phi$  ao se aplicar um campo magnético  $H$  em um filme de Bi:YIG. (b) Representação da rotação do plano de polarização da luz ao passar por um cristal sujeito a um campo magnético (efeito Faraday).

É importante ressaltar que o efeito Faraday é produzido pela magnetização perpendicular ao plano do filme indicador. A Figura 3.16 representa a montagem experimental para as medidas de MOI.

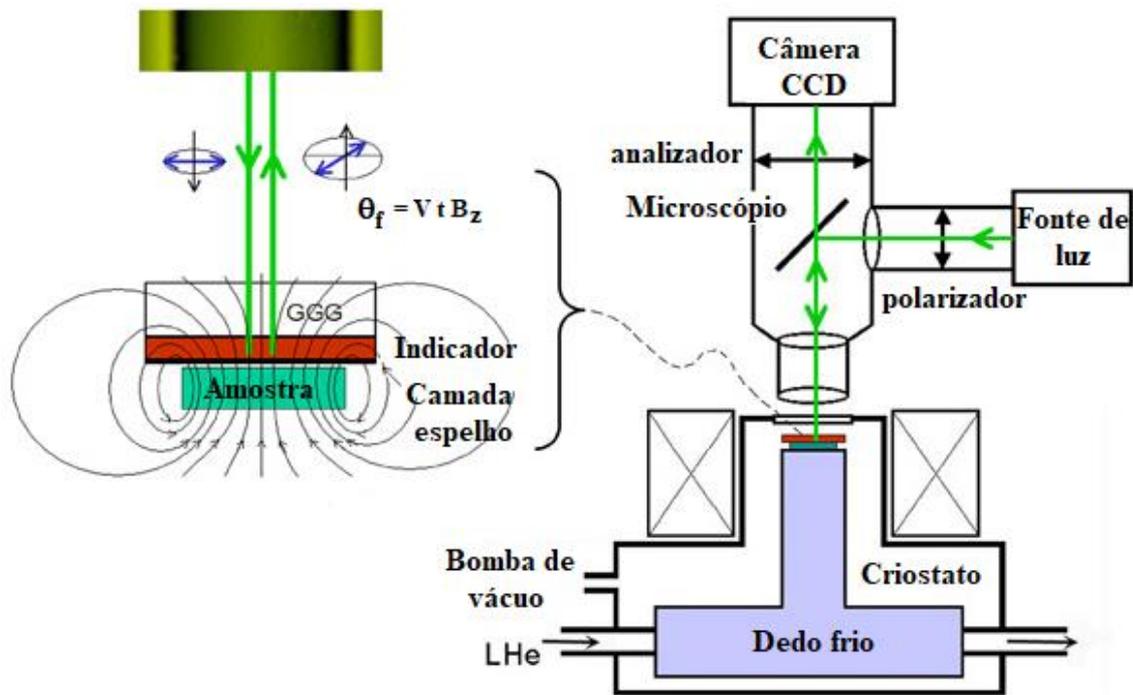


Figura 3.16 – Diagrama da montagem experimental para as medidas de MOI. Adaptado de [167].

A camada espelho presente no filme indicador, identificada na Figura 3.16, é constituída basicamente de um filme de Au, ou Al, com cerca de 100 nm de espessura depositado na face do filme indicador que fica em contato com a amostra. Esta camada reflete o feixe de luz incidente, que passa dentro do indicador numa trajetória de ida-e-volta, duplicando o ângulo de rotação  $\theta_F$  e melhorando o contraste da imagem magneto-óptica.

O processo de aquisição das imagens de MOI se dá segundo as seguintes etapas: (i) passagem de luz por um polarizador do microscópio Olympus modelo BXFM; (ii) o feixe de luz polarizada incide no conjunto filme indicador/espelho e é refletida; (iii) a luz refletida passa pelo analisador, que está regulado segundo um ângulo de  $90^\circ$  em relação ao polarizador, e é capturada por uma câmera CCD Q-Imaging Retiga 4000R Fast 1394. Após capturadas, as imagens são visualizadas e analisadas através do programa ImageJ, de domínio público. A regulagem inicial, com ângulo relativo de  $90^\circ$  entre o polarizador e o analisador, tem o objetivo de melhorar o contraste da imagem, uma vez que apenas a luz que possui o plano de polarização rotacionado devido ao efeito Faraday é observada. Desta forma, a presença ou ausência de sinal luminoso está associada à presença ou ausência de um campo magnético local produzido pela amostra.

Para as medidas de MOI, a amostra é fixada em um dedo frio, utilizando graxa de vácuo “Down Corning” e o filme indicador é colocado sobre a amostra. Este conjunto, é então inserido em um criostato (Oxford MicrostatHe). Este criostato é evacuado por uma bomba turbomolecular Pfeiffer TMH 071 até uma pressão da ordem de  $10^{-6}$  mbar. O fluxo de He no dedo frio é mantido através de uma linha de transferência entre o dewar externo de He e o dedo fio com o auxílio de uma bomba de fluxo. A temperatura no dedo frio é controlada e medida por um controlador Oxford ITC 502, que pode operar entre 2.5 K e 300 K. As imagens de MOI são realizadas na presença de um campo magnético DC aplicado perpendicularmente ao plano da amostra. Este campo é produzido por uma bobina Helmholtz alimentada por uma fonte de corrente estabilizada.

## Capítulo 4 – Propriedades de Magnetotransporte em Filmes Finos Bicamadas de Co/Ru e Co/Pd

Neste capítulo são apresentados e discutidos os resultados obtidos a partir de medidas de magnetotransporte e magnetização, realizadas em filmes finos bicamadas e multicamadas envolvendo um metal com forte interação spin-órbita (Ru ou Pd) e um metal ferromagnético (Co). Para a discussão dos resultados obtidos nas bi e multicamadas, é importante a caracterização detalhada das monocamadas componentes. Assim, este capítulo também contempla a apresentação e discussão das medidas magnéticas e de magnetotransporte de filmes de Co, Ru e Pd.

### 4.1 – Magnetização e Magnetotransporte no Sistema Co/Ru

Primeiramente são apresentados os resultados de magnetização, magnetorresistência e resistividade Hall para as amostras puras de Co e Ru. Estes resultados serão úteis para a análise dos experimentos realizados nas bi e multicamadas de Co/Ru, apresentados subsequentemente.

#### 4.1.1 – Filme de Cobalto (UFRGS)

Nas seções a seguir são apresentados os resultados de magnetização e magnetotransporte para um filme fino de Co, com aproximadamente 24 nm de espessura. Esta amostra foi preparada no LCN da UFRGS, conforme detalhado no capítulo 3.

##### 4.1.1.a – Magnetização no Plano

A Figura 4.1 (a) mostra, em função do campo aplicado, a magnetização do filme de Co medida no intervalo  $-10 \text{ kOe} \leq H \leq 10 \text{ kOe}$ , em diversas temperaturas fixas entre 2 K e 300 K. Estes resultados foram obtidos na geometria em que  $H$  é aplicado paralelamente à superfície do filme. Para a espessura do filme estudado, a magnetização do Co encontra-se, preferencialmente, orientada paralelamente ao plano do filme. A magnetização de saturação para a amostra estudada varia pouco com a temperatura, apresentando o valor  $M_S \approx 820 \text{ emu/cm}^3$  em  $T = 300 \text{ K}$ . O campo coercivo, mostrado no painel (b) da Figura 4.1, diminui com a temperatura, sendo  $H_C \approx 6 \text{ Oe}$  em 300 K. Embora

o filme estudado seja policristalino, os valores obtidos para  $H_C(//)$  são quantitativamente comparáveis com o campo coercivo reportado para um filme de espessura similar crescido epitaxialmente, para o qual  $H_C(//) \approx 15$  Oe em temperatura ambiente [168].

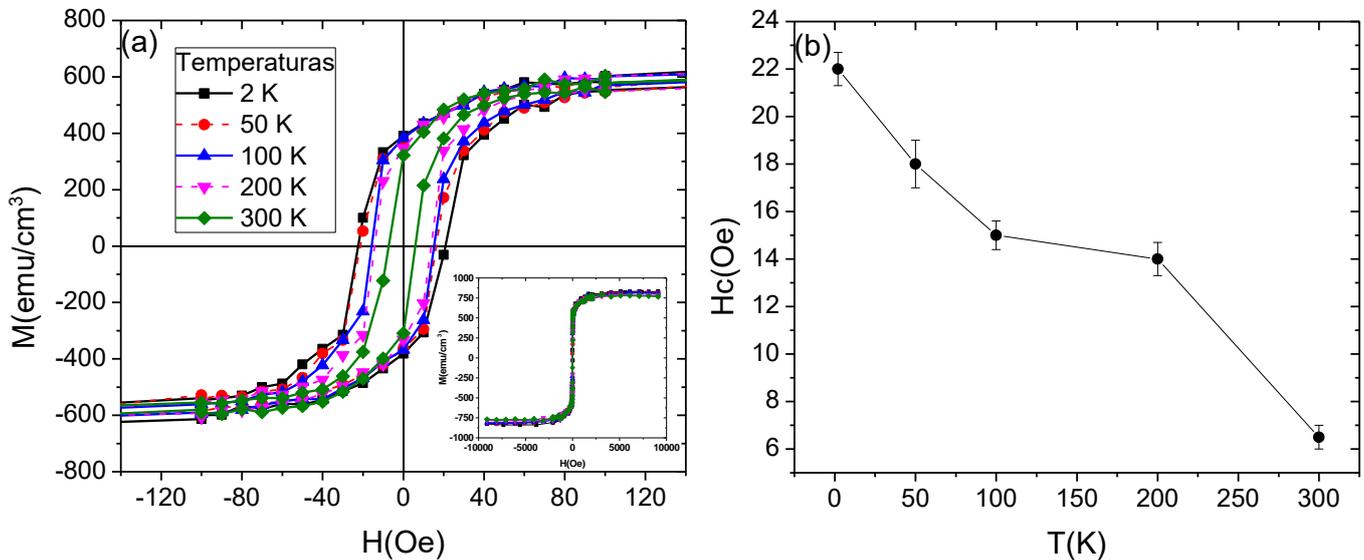


Figura 4.1 – (a) Magnetização do filme de Co em função do campo magnético para diferentes temperaturas na geometria em que o campo é aplicado paralelamente ao plano do filme, inset: Curva de magnetização completa em  $T = 2$  K, 50 K, 100 K, 200 K e 300 K. (b) Campo coercivo  $H_C(//)$  para diferentes temperaturas entre 2 K e 300 K. As linhas entre os pontos experimentais são guias para os olhos.

A diminuição da coercividade com o aumento da temperatura é esperada, pois resulta do efeito da ativação térmica no escape das paredes de domínio dos centros de aprisionamento.

#### 4.1.1.b – Resistividade Longitudinal

A Figura 4.2 apresenta a resistividade elétrica em função da temperatura para o filme fino de Co preparado no LCN-UFRGS.

O comportamento da resistividade elétrica em função da temperatura apresentado para a amostra pura de Co é similar aqueles encontrados na literatura [60][70][169]. O valor da resistividade residual é muito maior que aquele usualmente observado em amostras “bulk” policristalinas, nas quais  $\rho_0 \approx 0.1 \mu\Omega\text{cm}$  [170][171]. Porém, o valor medido para  $\rho_0$  em nossa amostra é compatível com observações em filmes finos similares [60][70][169].

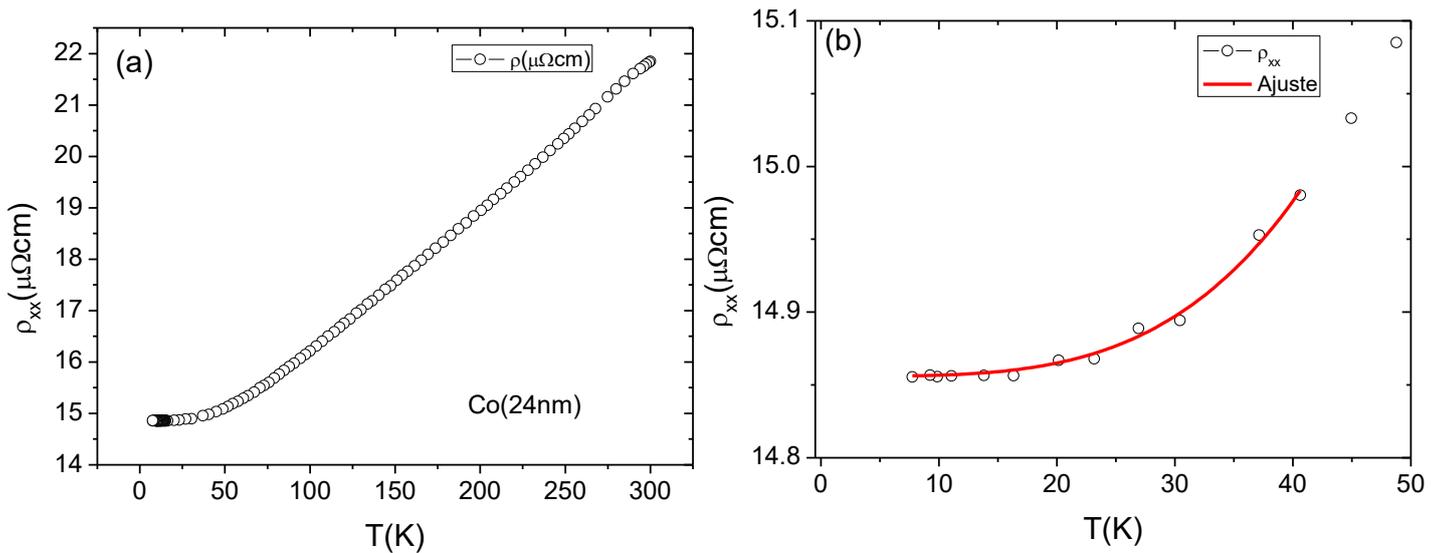


Figura 4.2 – (a) Resistividade elétrica em função da temperatura para o filme de Co, preparado no LCN- UFRGS. (b) Ampliação dos resultados na região de baixa temperatura, mostrando o ajuste com a equação (4.1).

O ajuste dos dados, realizado em temperaturas entre 8 e 40 K e mostrado na Figura 4.2(b) se refere à equação:

$$\rho = \rho_0 + aT^\beta \quad (4.1)$$

Do ajuste, obtém-se os parâmetros  $\rho_0 = 14.9 \mu\Omega\text{cm}$ ,  $a = 1.3 \times 10^{-7}$ , sendo  $\rho$  dado em  $\mu\Omega\text{cm}$  e  $T$  em Kelvin. O expoente do ajuste é  $\beta \approx 3.7$ . Usualmente para o Co ‘bulk’ é reportado o valor  $\beta \approx 3$  [172]. O forte valor para este expoente efetivo deve-se à superposição de espalhamento tipo elétron-fônon, proporcional a  $T^5$ , espalhamento elétron-fônon interbanda do tipo *s-d*, proporcional a  $T^3$ , e espalhamento elétron-magnon, que varia com  $T^2$  [48].

#### 4.1.1.c – Magnetoresistência

Na figura 4.3 são apresentados os dados de magnetoresistência para o filme fino Co-UFRGS nas temperaturas de 2.2 K, 50 K e 300 K.

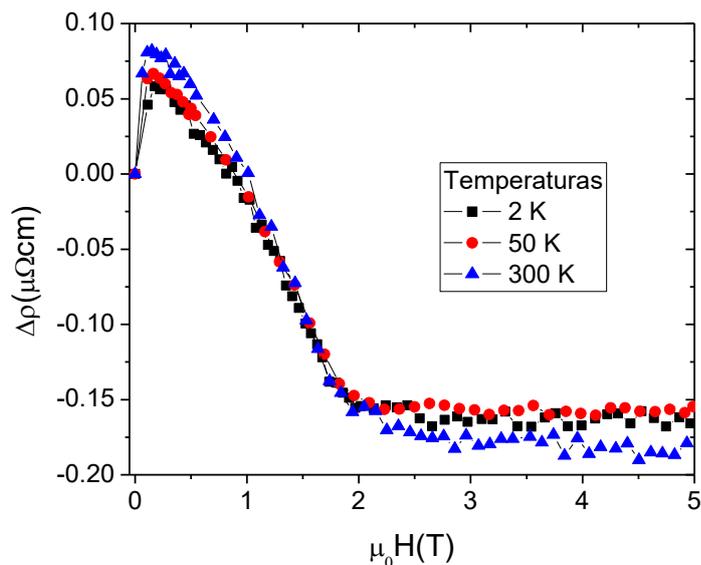


Figura 4.3 – (a) Magnetorresistência, na geometria de campo perpendicular ao plano, para o filme fino de Co com espessura de 24 nm nas temperaturas  $T = 2.2$  K,  $T = 50$  K e  $T = 300$  K.

O comportamento da magnetorresistência apresentada pela amostra de Co, na configuração em que o campo é aplicado perpendicularmente ao plano do filme, é similar aqueles anteriormente relatados para este material [60][64][70][169]. A contribuição positiva presente em baixo campo magnético aplicado é similar àquela observada em filmes policristalinos de 20 nm [70] e de 30 nm de Co [64]. Este efeito tem sido atribuído à anisotropia espontânea da resistividade que se manifesta em razão da presença de componentes da magnetização paralelas ao plano do filme embora a orientação do campo aplicado seja perpendicular [64][70]. O efeito da saturação da magnetização é claramente observado em  $\mu_0 H = 2$  T. A diminuição, aproximadamente quadrática, da magnetorresistência até este valor de campo aplicado refere-se à progressiva supressão da desordem magnética causada pela presença dos domínios magnéticos característicos dos filmes de Co com magnetização no plano.

#### 4.1.1.d – Efeito Hall

Nas Figuras 4.4 (a) e (b) são apresentadas as medidas de resistividade Hall no filme fino de Co-UFRGS e o coeficiente Hall ordinário derivado destas medidas, respectivamente.

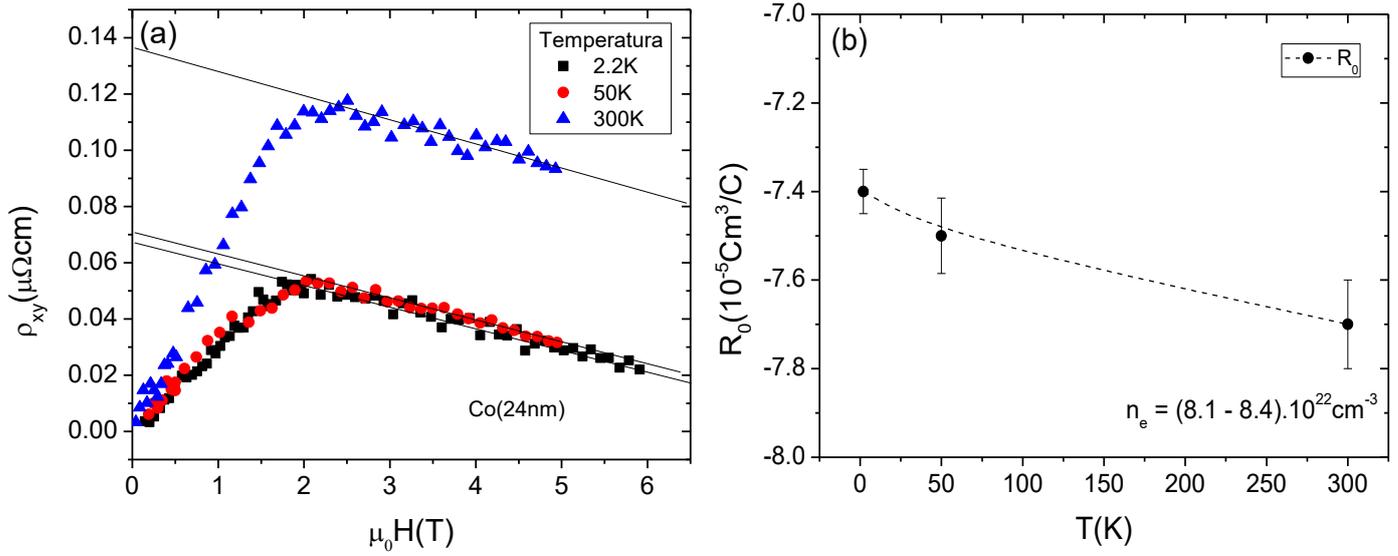


Figura 4.4 – (a) Resistividade Hall para o filme de Co nas temperaturas de  $T = 2.2\text{ K}$ ,  $T = 50\text{ K}$  e  $T = 300\text{ K}$  e (b) coeficiente Hall ordinário em função da temperatura.

Conforme discutido na seção 1.1.3, em um material ferromagnético, a resistividade Hall é dada por:

$$\rho_{xy} = R_0 B + \mu_0 R_S M, \quad (4.2)$$

onde  $R_0$  é o coeficiente Hall ordinário e  $R_S$  é o coeficiente Hall anômalo. O segundo termo da Equação (4.2) também é conhecido como resistividade Hall anômala,  $\rho_{ah}$  [70]. O coeficiente ordinário é facilmente derivado da variação linear de  $\rho_{xy}$  em função da indução aplicada,  $B_a = \mu_0 H$ , após a saturação técnica em  $\mu_0 H = 2\text{ T}$ . Os valores obtidos estão representados no painel (b) da Figura 4.4.

Dada a fraca dependência com a temperatura do  $R_0$  medido, pode-se supor a validade do modelo de condução por banda única, para o qual o coeficiente Hall ordinário é dado por  $R_0 = \frac{1}{nq}$ , onde  $q = \pm e$  representa a carga do portador (elétron ou lacuna) e  $n$  é a densidade de portadores. Os resultados da Figura 4.4 (b) são consistentes com transporte por elétrons e fornecem densidade de carga  $n \approx 8.2 \cdot 10^{22}\text{cm}^{-3}$ . As magnitudes da resistividade Hall  $\rho_{xy}(H, T)$  e dos coeficientes  $R_0$  obtidos, são consistentes com valores reportados na literatura [60][70].

O coeficiente Hall anômalo é obtido pela extrapolação das medidas de  $\rho_{xy}(H)$  mostradas na Figura 4.4(a) para o limite  $H = 0$ . Claramente a resistividade Hall anômala

assim obtida é proporcional à magnetização de saturação. Assim,  $R_S$  é obtido dos dados experimentais através da expressão:

$$R_S = \frac{\rho_{xy}(H \rightarrow 0)}{\mu_0 M_S}, \quad (4.3)$$

onde  $\rho_{xy}(H \rightarrow 0)$  é o valor extrapolado para campo nulo do comportamento linear de  $\rho_{xy}$  em função do campo aplicado e  $M_S$  é a magnetização de saturação reportada na seção 4.1.1.a. Os valores obtidos para  $R_S$  são representados em função da temperatura na Figura 4.5(a).

Apesar dos poucos pontos disponíveis, estima-se que  $R_S$  pode ser descrito em função da resistividade longitudinal  $\rho_{xx}$  como [60]

$$R_S = A\rho_{xx} + B\rho_{xx}^2 \quad (4.4)$$

Os autores da referência [60] indicam que o termo linear está associado à desordem estrutural presente em filmes finos, já que este termo diminui à medida em que a espessura do filme aumenta, atingindo o valor nulo para filmes com espessura de 188nm [60]. Logo, o primeiro termo, linear com a resistividade longitudinal, pode ser interpretado como uma contribuição extrínseca do tipo “skew-scattering”. O segundo termo da equação é independente da espessura dos filmes e está associado ao termo intrínseco proposto por Karplus e Luttinger [60]. Porém, o termo extrínseco de side-jump também depende de  $\rho_{xx}^2$ . Assim, uma forma mais apropriada de escrever o coeficiente Hall, separando-o nas contribuições extrínsecas e intrínseca, é dada por [61]

$$R_S = A\rho_{xx0} + B\rho_{xx}^2 \quad (4.5)$$

Onde  $\rho_{xx0}$  é a resistividade residual, relacionada à desordem, e o coeficiente A é dado por

$$A = A' + b\rho_{xx0} \quad (4.6)$$

Assim, o termo  $A'\rho_{xx0}$  é a contribuição extrínseca devido ao efeito de “skew-scattering” e o termo  $b\rho_{xx0}^2$  deve-se ao efeito de “side-jump”, que também é extrínseco. O termo  $B\rho_{xx}^2$  na Equação (4.5) é a contribuição intrínseca de Karplus-Luttinger [61].

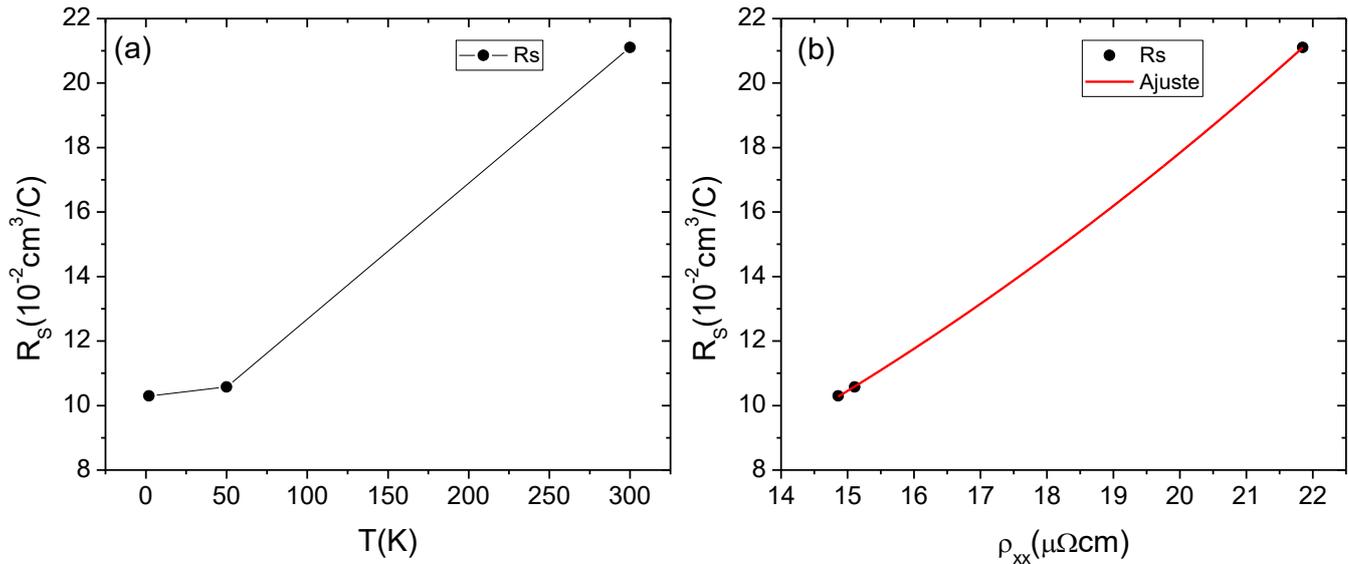


Figura 4.5 – (a) Coeficiente Hall anômalo para o filme de Co nas temperaturas de  $T = 2.2 \text{ K}$ ,  $T = 50 \text{ K}$  e  $T = 300 \text{ K}$ . (b) Coeficiente Hall anômalo em função da resistividade longitudinal. A linha contínua do painel (b) corresponde a um ajuste com a Equação (4.5).

Os parâmetros obtidos do ajuste dos dados à Equação (4.5) são:  $A = (6.4 \pm 0.3) \text{ cm}^2\Omega^{-1}\text{C}^{-1}$  e  $B = (4.2 \pm 0.02)10^6 \text{ cm}\Omega^{-2}\text{C}^{-1}$ . O comportamento do efeito Hall no filme de Co-UFRGS é qualitativamente e quantitativamente similar ao encontrado em um filme policristalino de Co, com 20 nm de espessura [60].

#### 4.1.2 – Filme de Rutênio

As próximas seções apresentam os resultados de magnetotransporte para um filme fino de Ru com aproximadamente 26 nm de espessura. Este filme foi preparado no sistema de sputtering do LCN-UFRGS em um substrato de Si (100), conforme descrito no capítulo 3.

##### 4.1.2.a – Resistividade longitudinal

Nas Figuras 4.6 (a) e (b) são apresentados dados de resistividade longitudinal, em função da temperatura, para a amostra de Ru.

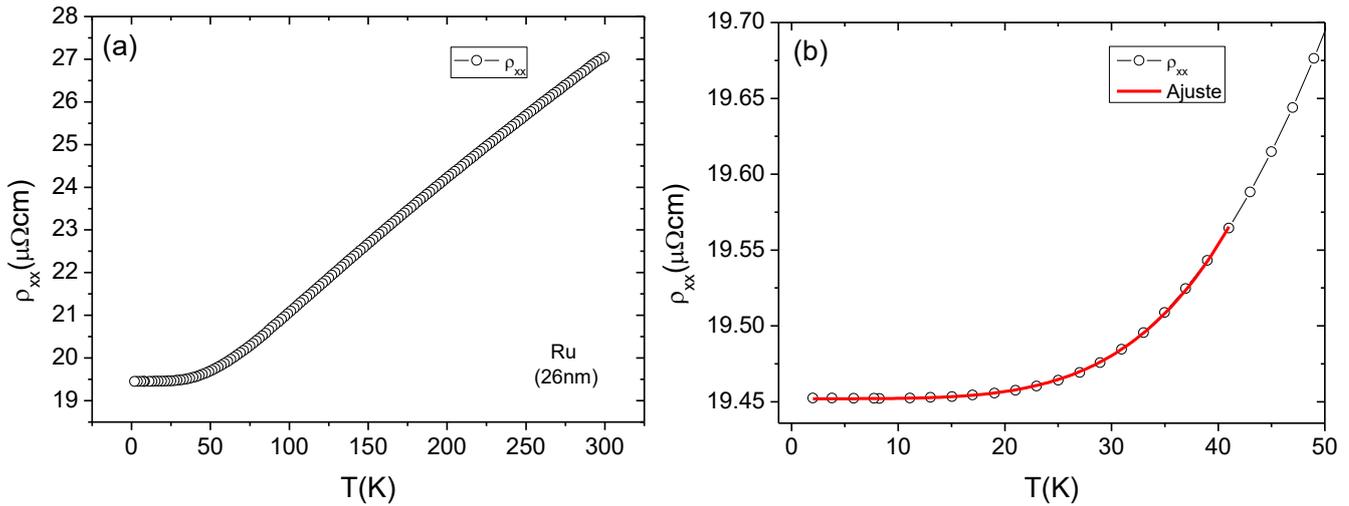


Figura 4.6 – (a) Resistividade em função da temperatura para o filme de Ru. (b) Comportamento em baixa temperatura com ajuste por uma lei de potências.

A resistividade elétrica da amostra de Ru em função da temperatura apresenta o comportamento metálico esperado. A resistividade em  $T = 295$  K para esta amostra é de aproximadamente  $27 \mu\Omega\text{cm}$ , que está acima do valor reportado para uma amostra bulk policristalina de Ru nesta mesma temperatura,  $\rho_b = 7.4 \mu\Omega\text{cm}$  [48]. Porém, a resistividade do filme estudado é muito inferior aos valores reportados para filmes finos de espessura 250 nm, para os quais se obteve  $\rho = 100\text{--}200 \mu\Omega\text{cm}$ , dependendo do tratamento térmico [173]. No limite de baixas temperaturas, a resistividade do filme de Ru pode ser ajustada à expressão  $\rho = \rho_0 + aT^\beta$ , onde  $\rho_0 = 19.5 \mu\Omega\text{cm}$ ,  $a = 8.1 \times 10^{-8}$  e  $\beta = 4.4$ , o valor da constante  $a$  é tal que a resistividade total é dada em  $\mu\Omega\text{cm}$ . O valor do expoente  $\beta$  indica que o termo proporcional à temperatura, deve-se principalmente ao espalhamento elétron-fonôn do tipo Bloch-Grüneisen, que é proporcional a  $T^5$  [48]. Este termo é dominante em metais não magnéticos no caso de condução por banda única. Uma análise cuidadosa da resistividade em amostras monocristalinas [174] de Ru hexagonal compacto revela que, em baixas temperaturas a resistividade ideal pode ser precisamente ajustada à expressão  $\rho = \alpha T^2 + \beta T^5$ . A descrição é válida para ambas as componentes do tensor resistividade, paralela e perpendicular ao eixo  $c$  da estrutura hcp. O termo quadrático em temperatura é interpretado em função da interação elétron-elétron e é dominante em temperaturas inferiores a  $T = 8$  K.

Embora o alto valor da resistividade residual medida, o que é usual em filmes finos, a resistividade ideal da amostra estudada mostra uma variação com a temperatura

quantitativamente consistente com as observações em amostras “bulk” policristalinas [175].

#### 4.1.2.b – Magnetorresistência

O comportamento da magnetorresistência para o filme fino de Ru é apresentada na Figura 4.7.

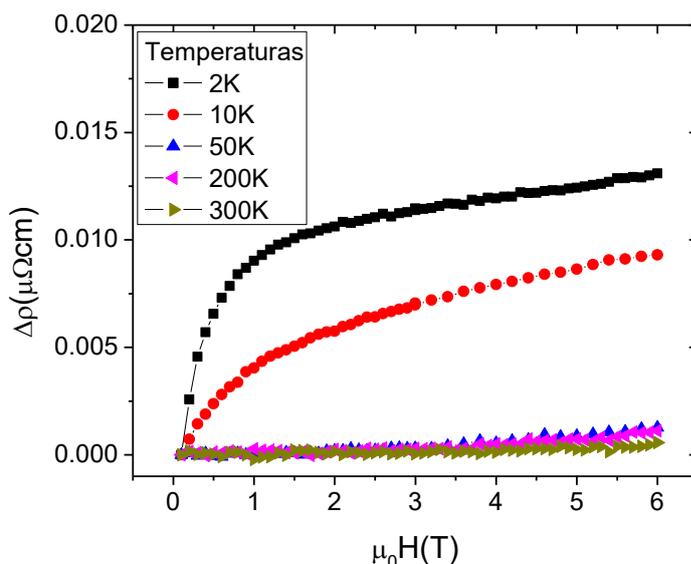


Figura 4.7 – Magnetorresistência em função do campo aplicado para várias temperaturas entre 2 K e 300 K para o filme de Ru.

Pode-se observar, na Figura 4.7, que a magnetorresistência para a amostra de Ru apresenta dois comportamentos distintos. O primeiro, para baixas temperaturas, mostra uma magnetorresistência que cresce rapidamente com o campo, mostrando tendência à uma saturação em torno de  $\mu_0 H \approx 1.5$  T. Em campos superiores, a magnetorresistência passa a aumentar linearmente com  $\mu_0 H$ . No limite de temperaturas acima de 50 K a magnetorresistência tem magnitude muito inferior, apresentando um comportamento do tipo parabólico, que é esperado para o efeito causado pela força de Lorentz. Um comportamento similar ao mostrado pela a magnetorresistência do Ru em baixas temperaturas também é observado em filmes de Pt crescidos em substratos de garnet de Gadolínio e Gálio (GGG) [176]. Esse comportamento positivo da magnetorresistência é explicada pelos autores através do modelo de fraca anti-localização, efeito presente em condutores desordenados com forte interação spin-órbita [176][177]. Os resultados da Figura 4.7 são inéditos, pois referem-se a filmes de Ru no limite no qual a espessura do

filme tem valor próximo ao livre caminho médio eletrônico,  $l$ . De fato, considerando-se que o Ru metálico é divalente (2 elétrons de condução por átomo), obtém-se  $l = 24$  nm em baixas temperaturas, onde  $\rho \approx 19.5 \mu\Omega\text{cm}$ .

O presente filme de Ru, portanto, encontra-se o limite limpo, ou de desordem muito fraca, já que  $k_F l \gg 1$ , onde  $k_F$  é o vetor de onda de Fermi. Assim, efeitos de espalhamento múltiplos de elétrons de condução por impurezas são tênues e, provavelmente, inobserváveis. Este fato é corroborado pelo comportamento da resistividade em baixas temperaturas que, conforme a Figura 4.6 (b), tende para uma constante residual, sem nenhum sinal de efeitos de localização ou anti-localização. Assim, outra interpretação deve ser atribuída ao interessante comportamento da magnetorresistência do filme de Ru no regime de baixas temperaturas. Uma possível origem é a interação spin-órbita. Outra possibilidade é a condução por duas banda que parece afetar sensivelmente o efeito Hall. Efeitos de crossover dimensional, resultantes da coincidência entre o valor do livre caminho médio em baixas temperaturas e a espessura do filme, também não podem ser descartados.

Outros resultados de magnetorresistência para o Ru metálico disponíveis na literatura referem-se a amostras volumétricas [178][179], ou filmes ultrafinos [180] nos quais o transporte elétrico é efetivamente 2D.

#### 4.1.2.c – Resistividade Hall

Na Figura 4.8 são apresentados os resultados para a resistividade Hall em função do campo e da temperatura para o mesmo filme de Ru.

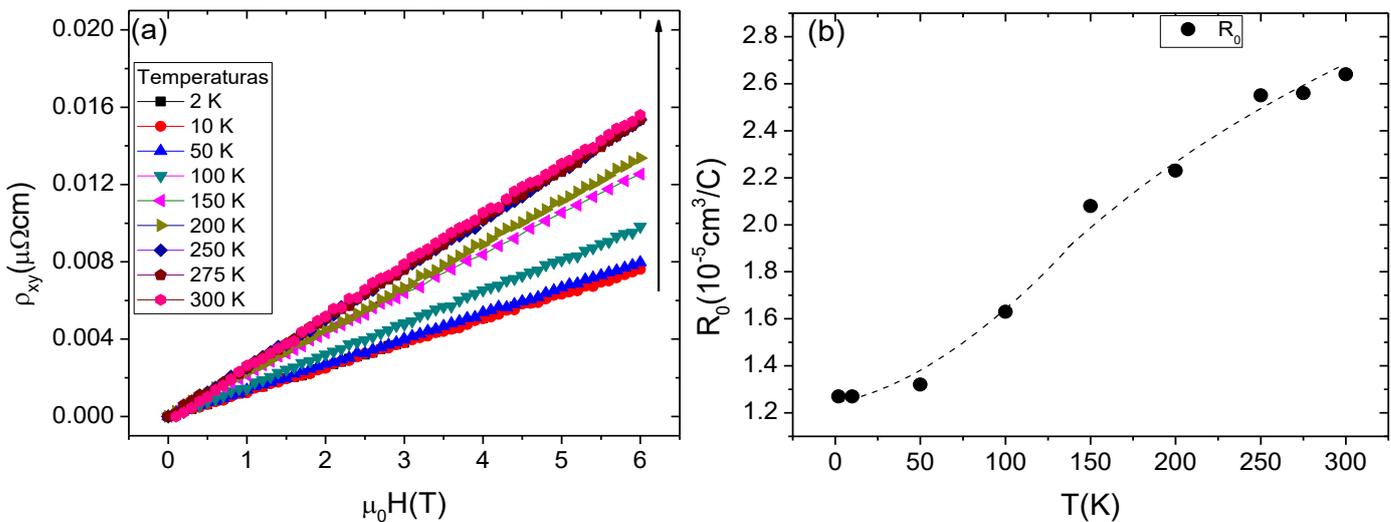


Figura 4.8 – (a) Resistividade Hall em temperaturas fixas entre 2 a 300K para o filme de Ru. (b) Coeficiente Hall ordinário em função da temperatura (a linha tracejada é um guia para os olhos).

O Ru é um metal compensado do tipo p, ou seja, portadores do tipo elétron e do tipo buraco possuem a mesma densidade e a condução envolve ambos os tipos de portadores de carga. Porém, os buracos possuem alta mobilidade e dominam a condução elétrica [173][179]. A variação do coeficiente Hall em função da temperatura (ver Figura 4.8(b)), mostra um comportamento resultante de condução por duas correntes de portadores. O valor positivo do coeficiente Hall mostra que a condução por buracos também domina as propriedades de transporte elétrico no Ru em forma de filme fino. Alguns estudos da resistividade Hall em temperaturas acima de 295 K reportam  $R_0 = 22 \times 10^{-5} \text{cm}^3/\text{C}$  para amostras “bulk” policristalinas [174] e  $R_0 \approx 2 \times 10^{-5} \text{cm}^3/\text{C}$  para um filme fino [173]. Num monocristal de Ru, medidas de coeficiente Hall em campos aplicados paralela e perpendicularmente ao eixo  $c$  [178] mostram uma variação com a temperatura muito distinta daquela mostrada na Figura 4.8(b). Embora globalmente positivo, o coeficiente Hall no monocristal apresenta uma anomalia na forma de um mínimo agudo em  $T \approx 20$  K. Além disso, em  $T \geq 50$  K (para  $H \perp c$ ) e  $T \geq 100$  K (para  $H // c$ ) o coeficiente Hall torna-se praticamente constante com a temperatura. Seu valor médio ( $\overline{R_0} = \frac{2}{3}R_0^\perp + \frac{1}{3}R_0^\parallel$ ) é  $\overline{R_0} \approx 10^{-4} \text{cm}^3/\text{C}$  [178]. Verifica-se, portanto, que não apenas a dependência com a temperatura, mas também a magnitude do efeito Hall no Ru depende do tipo de amostra. Nos filmes finos o coeficiente Hall é cerca de uma ordem de grandeza menor do que nas amostras “bulk”. Este efeito é, provavelmente, consequência da desordem e da condução por duas bandas. No caso de condutores compensados, o modelo de duas bandas fornece a seguinte expressão para o coeficiente Hall:

$$R_0 = \left( \frac{1}{ne} \right) \frac{\mu_h^2 - \mu_e^2}{\mu_h - \mu_e}, \quad (4.11)$$

onde  $e$  é o quantum de carga,  $n$  é a densidade de portadores e  $\mu_h$  e  $\mu_e$  são as mobilidades para buracos e elétrons, respectivamente. O resultado da Figura 4.8 (b) indica que nos filmes finos de Ru a mobilidade de elétrons decresce mais rapidamente com o aumento da temperatura do que a mobilidade dos buracos. Em contraste, os resultados em monocristais mostram que, em temperaturas maiores que 100 K, a razão entre as mobilidades se mantém aproximadamente constante [178]. Além disso, a Equação (4.11) sugere que nos filmes finos a diferença  $\mu_h - \mu_e$  é uma ordem de grandeza menor que nos monocristais se a densidade de portadores de cargas for a mesma em ambos os tipos de amostra.

### 4.1.3 – Bicamadas de Co/Ru

A seguir são apresentados os resultados de magnetização e magnetotransporte obtidos em filmes finos bicamadas de Co/Ru, onde a camada de Co possui espessura de aproximadamente 24nm e a de Ru aproximadamente 26 nm.

#### 4.1.3.a – Magnetização

A Figura 4.9 apresenta os resultados de magnetização para a bicamada de Co/Ru na configuração em que o campo magnético é aplicado paralelamente ao plano do filme.

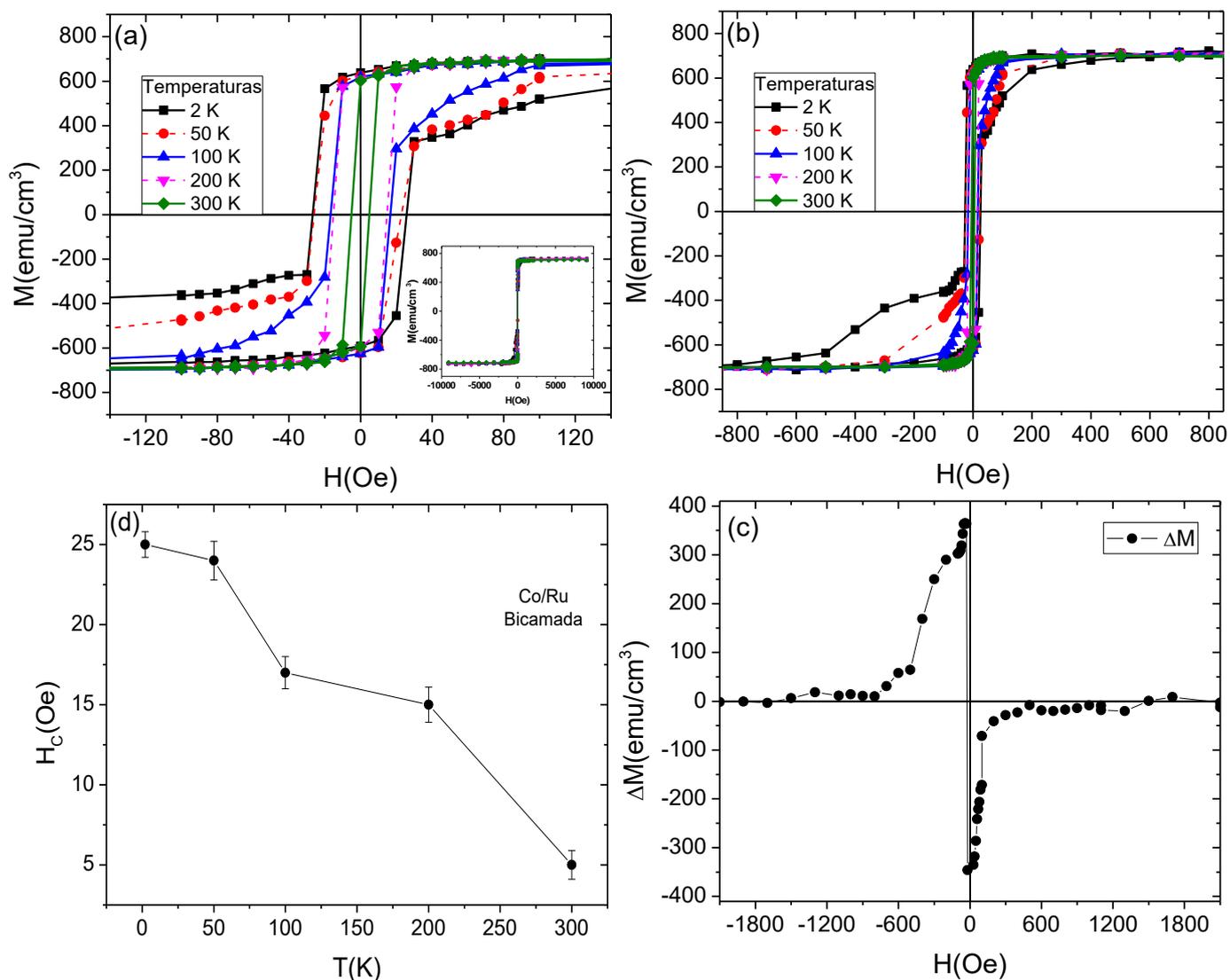


Figura 4.9 - (a) Magnetização em função da temperatura para a bicamada de Co/Ru. (b) Magnetização na região de mais altos campos. (c) Diferença entre os ramos descendente e ascendente do ciclo de histerese em  $T = 2$  K. (d) Campo coercivo no plano para várias temperaturas entre 2 e 300 K. Os resultados mostrados são obtidos na geometria  $H //$  ao plano do filme.

Os dados de magnetização apresentados na Figura 4.9 mostram que a magnetização de saturação é  $M_S \approx 720 \text{ emu/cm}^3$ . Este valor para  $M_S$  foi calculado dividindo-se o momento magnético medido pelo volume da camada de Co e corresponde a 88% da magnetização medida no filme de cobalto puro. Esta diferença, provavelmente, deve-se à difusão mútua de Co e Ru na região da interface [113][114]. Com base na diminuição de  $M_S$ , estima-se que uma espessura da ordem de 3 nm da camada de Co torna-se fracamente magnética, ou não magnética, em razão da formação de uma solução sólida com átomos de Ru. Possivelmente, uma espessura equivalente da camada de rutênio também é afetada pela difusão de átomos de Co. Outro resultado notável na Figura 4.9 (b) é a assimetria das histereses medidas em  $T = 2 \text{ K}$  e  $T = 50 \text{ K}$  na região de baixos campos. Na Figura 4.9 (c) mostra-se a diferença entre os ramos descendente e ascendente da histerese medida em  $T = 2 \text{ K}$ , evidenciando a assimetria do ciclo, cuja área é maior no quadrante de campos negativos. A origem desta assimetria está, possivelmente, na região de interface. É reportado que em tricamadas Co(3 nm)/Ru(0.5 nm)/Co(3 nm) forma-se nas interfaces uma solução sólida, tipo liga, que é fracamente magnética em baixas temperaturas e não-magnética em temperaturas próximas a ambiente [114]. A formação desta solução sólida nas interfaces entre filmes de Co e Ru é extensamente reportada e ocorre independente do método de fabricação [106][113-117]. Entretanto, o tamanho da região da interface que forma as ligas de CoRu é maior para as amostras depositadas por sputtering quando comparadas com as depositadas por evaporação [114].

A assimetria dos ciclos da Figura 4.9 (c) é observada em baixas temperaturas, onde de fato espera-se que a região da interface seja magneticamente ativa. A assimetria sugere a ocorrência de anisotropia uniaxial, geralmente causada pela interação do tipo Dzyaloshinskii-Moriya [22][23], que seria possibilitada pela quebra de simetria translacional e presença de centros spin-órbita representados pelos átomos de Ru na região da interface. Os resultados da Figura 4.9, portanto, fornecem uma forte evidência da formação de texturas magnéticas não-triviais na fronteira entre filmes finos de Co e Ru em uma estrutura de bicamada. Na Figura 4.9 (d) é mostrado o campo coercivo para a bicamada Co/Ru, o qual diminui com a temperatura, tal como sucede para o filme de Co puro.

### 4.1.3.b – Resistividade Longitudinal

A Figura 4.10 apresenta a resistividade elétrica em função da temperatura para a bicamada de Co/Ru. No painel (a) os resultados são mostrados para todo o intervalo de temperatura estudado e no painel (b) mostra uma visão ampliada dos resultados no limite de baixas temperaturas.

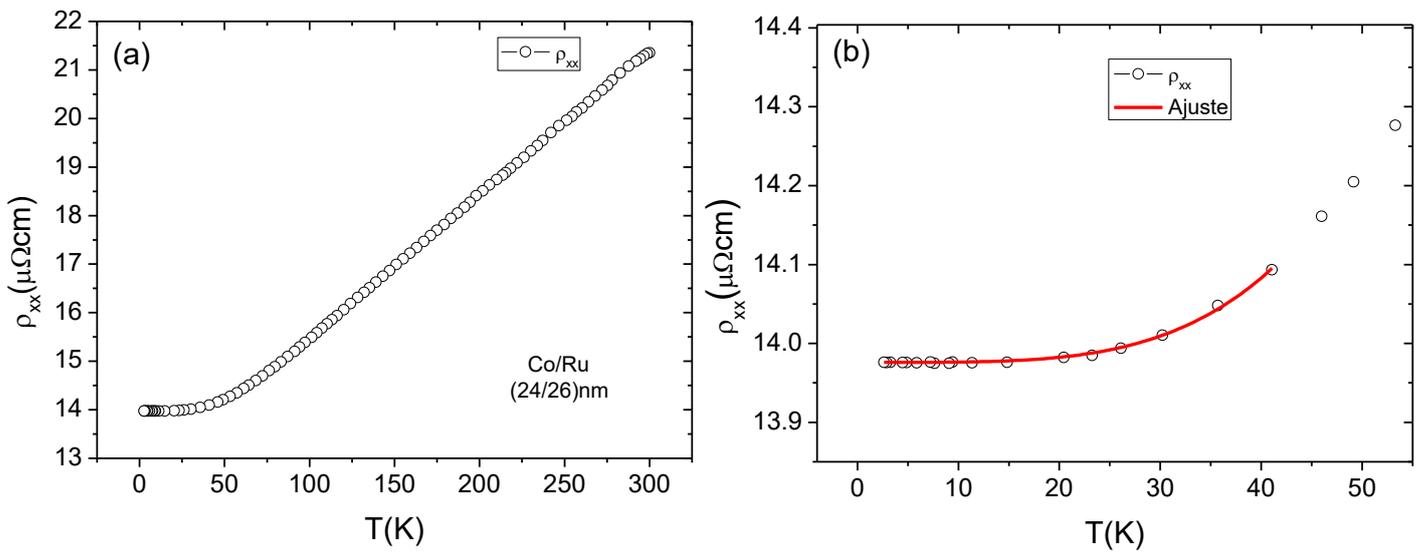


Figura 4.10 – (a) Resistividade elétrica em função da temperatura para a bicamada de Co/Ru. (b) Ampliação do comportamento em baixa temperatura, com ajuste à equação (4.1).

A Figura 4.10 (a) evidencia o caráter metálico da amostra de Co/Ru. Para temperaturas abaixo de 40 K a resistividade, expressa em  $\mu\Omega\text{cm}$ , pode ser ajustada pela Equação (4.1), ou seja,  $\rho = \rho_0 + aT^\beta$ , onde  $\rho_0 = 13.98$ ,  $a = 3.4 \times 10^{-8}$  e  $\beta = 4.05$ . Os valores encontrados para  $\rho$ ,  $\rho_0$  e  $\beta$  são próximos aos observados nos filmes finos dos elementos puros de Co e Ru. O valor do expoente  $\beta$  mostra que os mesmos processos de espalhamento dominam a resistividade ideal da bicamada, ao menos na região de baixas temperaturas. Os resultados da Figura 4.10 sugerem que a contribuição da região de interface às propriedades de transporte da bicamada deve ser pequena. Porém, seus efeitos, se existentes, poderiam ser observáveis. A formação de uma solução sólida de CoRu na região de interface pode modificar a densidade de estados, alterando localmente as propriedades elétricas [113]. Dado que a espessura total da bicamada é de 50 nm, estima-se que aproximadamente 10% ou mais da seção transversal da bicamada pode produzir novos efeitos nas propriedades de transporte do sistema composto

comparativamente aos filmes dos metais puros. Estes fatos motivam a caracterização de efeitos de interface nas propriedades de transporte das bicamadas de Co/Ru.

Uma possibilidade de descrição das propriedades de condução elétrica em filmes bicamadas é dada por uma adaptação do modelo fenomenológico de condução por duas correntes polarizadas em spin, proposto originalmente por Campbell e Fert [50] para descrever o transporte elétrico em amostras “bulk” de metais ferromagnéticos (ver Anexo A).

Ao se adaptar o modelo de condução por duas correntes numa bicamada deve-se considerar que as correntes fluem em filmes distintos. Assim, a associação se aplica a um par de resistências, e não diretamente as resistividades, como no modelo de Campbell-Fert [50]. Então, para a bicamada, escreve-se:

$$R = \frac{R_1 R_2 + R_{12}(R_1 + R_2)}{R_1 + R_2 + 4R_{12}}, \quad (4.7)$$

onde,  $R$  é a resistência equivalente da bicamada,  $R_i$  ( $i = 1,2$ ) é a resistência de cada uma das camadas e  $R_{12}$  é a resistência fictícia que descreve o efeito da mistura das correntes [50]. Dois limites podem ser analisados facilmente. Um deles corresponde ao caso em que  $R_{12} = 0$ , neste caso a resistência equivalente é uma mera associação em paralelo de  $R_1$  e  $R_2$ . O outro limite ocorre quando há mistura total das correntes, ou seja, quando  $R_{12} \gg R_i$ . Neste caso,

$$R = \frac{1}{4}(R_1 + R_2) \quad (4.8)$$

Definindo  $R_i = \rho_i \frac{L}{A_i}$  ( $i = 1,2$ ) e  $R = \rho \frac{L}{A_1 + A_2}$ , onde  $\rho_i$  é a resistividade de camada  $i$ ,  $A_i$  é a área da seção transversal da camada  $i$  e  $L$  é a distância entre os contatos de tensão na bicamada, obtém-se que a resistividade da bicamada pode ser escrita, no caso de condução em paralelo, como:

$$\rho_t = \frac{\rho_1 \rho_2 (t_1 + t_2)}{\rho_1 t_1 + \rho_2 t_2} \quad (4.9)$$

Na expressão (4.9),  $t_i$  é a espessura da camada  $i$ . Na situação em que  $t_1 \cong t_2$ , a qual corresponde ao caso da bicamada Co/Ru estudada, a expressão (4.9) pode ser escrita como

$$\rho \cong \frac{2\rho_1\rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \quad (4.10)$$

Se houver mistura de correntes, a expressão (4.8) pode ser reescrita como

$$\rho = \frac{(t_1 + t_2)}{4} \left( \frac{\rho_1}{t_1} + \frac{\rho_2}{t_2} \right), \quad (4.11)$$

que é simplificada para

$$\rho \cong \frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2) \quad (4.12)$$

no caso  $t_1 \cong t_2$

A priori, não se pode saber qual dos limites melhor descreve a resistividade da bicamada Co/Ru. Dado que o livre caminho médio eletrônico na bicamada é da ordem da espessura dos filmes componentes, e considerando que a extensão da superfície de contato entre as camadas é grande, parece razoável supor que o limite de forte mistura de correntes seja mais adequado. Para isto, no entanto, é necessário admitir que o espalhamento dos portadores de carga na região de interface seja isotrópico e não muito intenso comparativamente ao interior dos filmes. Se a fronteira entre as camadas for pouco transparente à propagação dos portadores de carga, a condução em paralelo seria o cenário mais adequado, como ocorre, por exemplo, na condução polarizada em spin das multicamadas em que o fenômeno da magnetoresistência gigante é observado.

Os resultados das Figuras 4.10 (a), para a bicamada, 4.2 (a) para o filme de Co e 4.6 (a) para o filme de Ru, indicam que a aproximação representada pela Equação (4.12) é mais apropriada para a descrição da resistividade idealizada da bicamada em estudo.

Na expectativa de se discernir os efeitos de interface, na Figura 4.11 (a) se representa a resistividade ideal da bicamada e a resistividade calculada a partir da Equação (4.12), enquanto que a Figura 4.11 (b) mostra a diferença:

$$\Delta\rho^i(T) = \rho^i(T) - \rho_t^i(T), \quad (4.13)$$

onde  $\rho^i(T)$  é a resistividade ideal medida da bicamada e  $\rho_t^i(T)$  é a resistividade ideal, estimada a partir da Equação (4.12) considerando os resultados medidos para os filmes de Co e Ru. A contribuição residual para as resistividades da bicamada e dos filmes componentes é excluída em razão de sua origem extrínseca e fortemente dependente da espessura do filme [60].

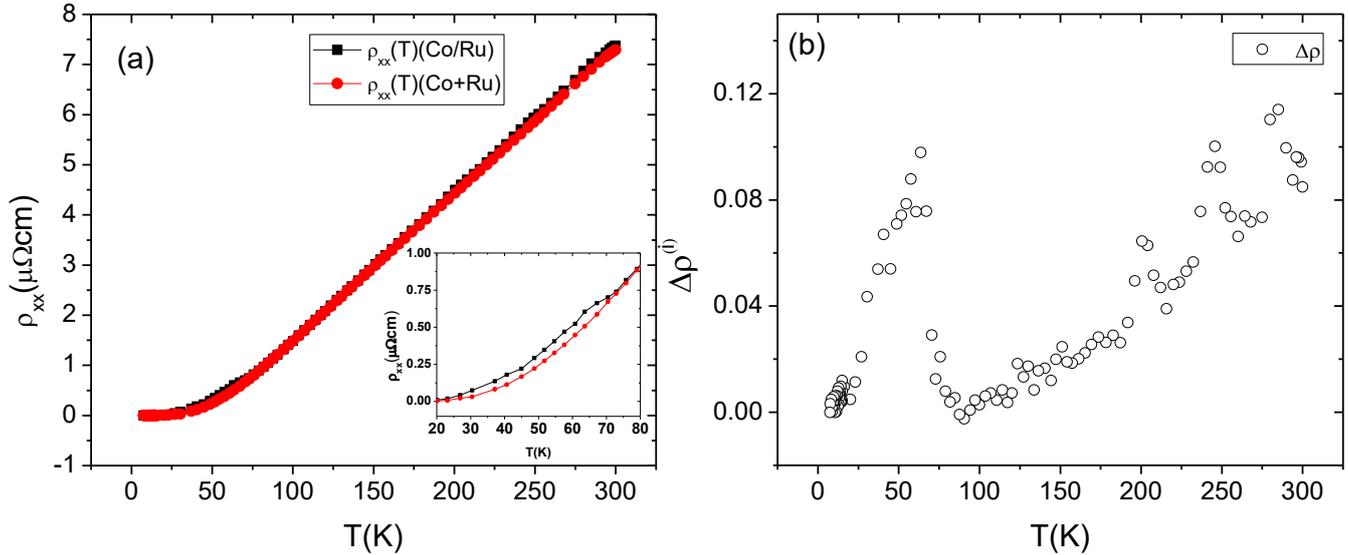


Figura 4.11 – (a) Resistividade elétrica ideal em função da temperatura para a bicamada de Co/Ru e curva estimada através da Equação 4.12. No inset mostra uma ampliação dos resultados na região entre 20 K e 80 K (b) Diferença entre a resistividade ideal calculada com a Equação 4.13 e a resistividade ideal medida para a bicamada de Co/Ru.

A Figura 4.11 (a) e (b) mostra que a resistividade ideal para a bicamada e a calculada a partir da Equação (4.12) são praticamente idênticas, com uma diferença máxima entre as curvas da ordem de 0.12  $\mu\Omega\text{cm}$ . Este resultado é um indicativo de que a contribuição da interface Co/Ru é pouco relevante nas propriedades de transporte elétrico da bicamada de Co/Ru em campo magnético nulo. É interessante, no entanto, se observar a existência de um pico agudo em  $\Delta\rho^{(i)}$  em  $T \approx 60$  K. O inserto na Figura 4.11(a) mostra que a anomalia provém da resistividade medida para a bicamada. Este pico, possivelmente, assinala um ordenamento magnético que ocorre na região de interface. A observação deste comportamento na resistividade longitudinal da bicamada é consistente com a assimetria observada nos ciclos de histerese em baixas temperaturas, mostradas na Figura 4.9.

### 4.1.3.c – Magnetorresistência

A Figura 4.12 apresenta a magnetorresistência, em função do campo e em algumas temperaturas fixas, para a amostra bicamada de Co/Ru.

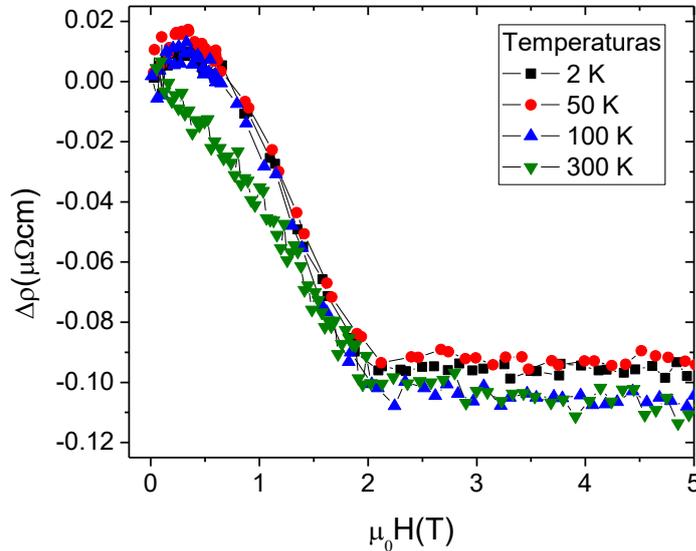


Figura 4.12 – Magnetorresistência em função do campo aplicado para a amostra de Co/Ru em várias temperaturas entre 2 K e 300 K.

A magnetorresistência apresentada pela amostra de Co/Ru é quantitativamente menor do que aquela encontrada para a amostra pura de Co. Numa tentativa para identificar um eventual efeito da interface da bicamada de Co/Ru, comparamos os resultados obtidos da Figura 4.12 com estimativas baseadas no modelo de condução em paralelo com mistura de correntes. A partir da Equação (4.12) escreve-se a magnetorresistência como

$$\Delta\rho(H) \cong \frac{1}{2}(\Delta\rho_1(H) + \Delta\rho_2(H)), \quad (4.14)$$

onde  $\Delta\rho_i$  ( $i = 1,2$ ) é a magnetorresistência para o filme individual  $i$ . Tal como a Equação (4.12), a expressão (4.14) é válida se as espessuras dos filmes componentes da bicamada forem iguais. A Figura 4.13 mostra um comparativo entre a magnetorresistência medida e a magnetorresistência estimada através da Equação (4.14) nas temperaturas de 2 K, 50 K e 300 K.

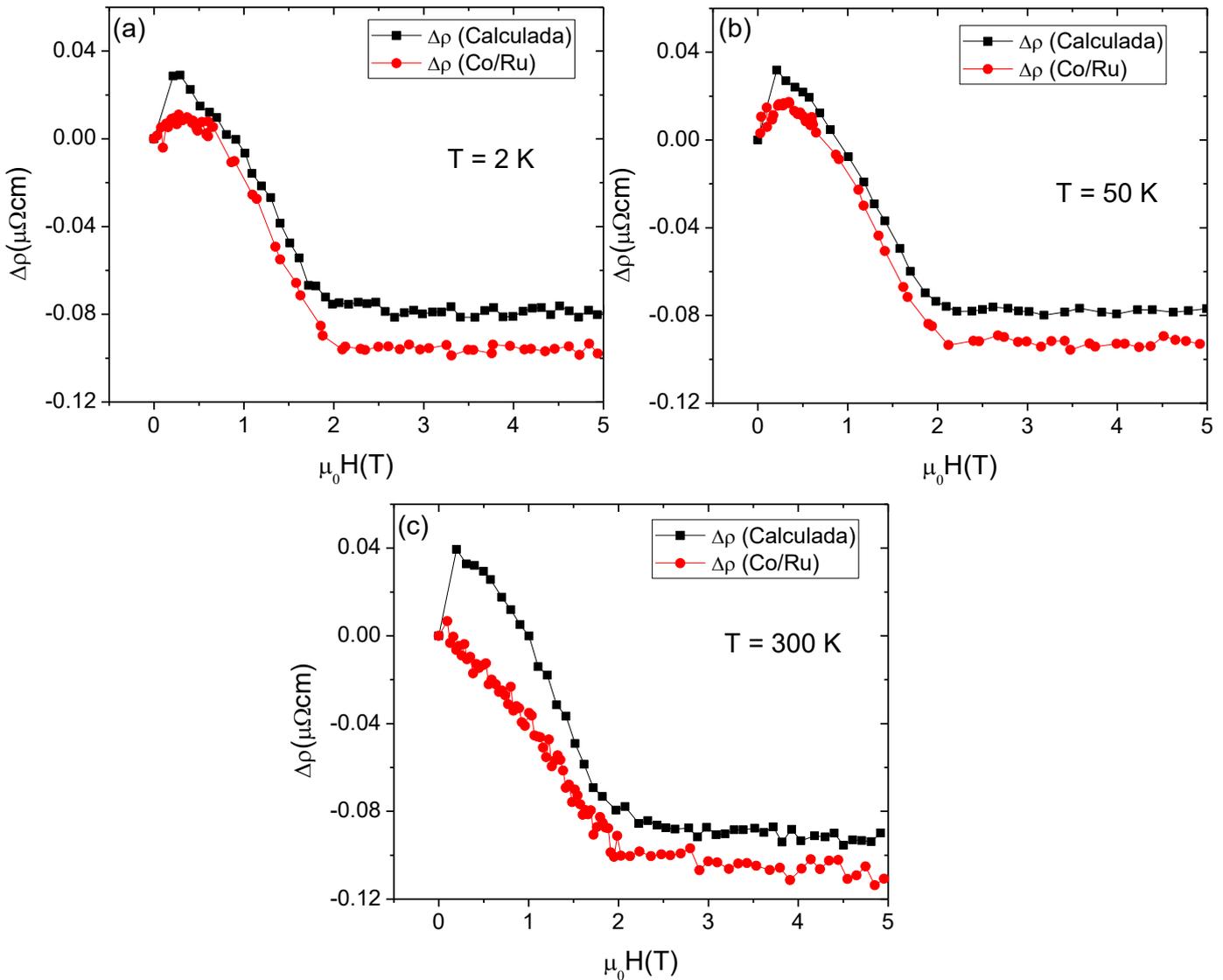


Figura 4.13 – (a) Magnetorresistência calculada para uma associação em paralelo entre os filmes de Co e Ru. (b) Diferença entre a associação em paralelo e as medidas nos filmes de Co/Ru.

Os resultados da Figura 4.13 mostram que as magnetorresistências calculadas mostram pequenas diferenças em relação aos valores experimentais, validando a modelização das propriedades de transporte da bicamada com base no limite de total mistura de correntes. As diferenças observadas são mais significativas na região de baixos campos, onde o efeito de anisotropia espontânea da resistividade tende a ser suprimido na bicamada. De forma geral, os resultados de magnetorresistência não permitem o discernimento de efeitos específicos da interface, uma vez que as pequenas diferenças observadas entre os resultados experimentais e a estimativa teórica podem também ser atribuídas às limitações do modelo.

#### 4.1.3.d – Efeito Hall

A seguir são apresentados os resultados de resistividade Hall e os coeficientes ordinário e anômalo obtidos a partir destas medidas. Cabe ressaltar que, até onde sabemos, não há dados de resistividade Hall para heteroestruturas de Co/Ru na literatura. Logo, esses resultados serão comparados apenas com aqueles obtidos para os filmes de Co e de Ru.

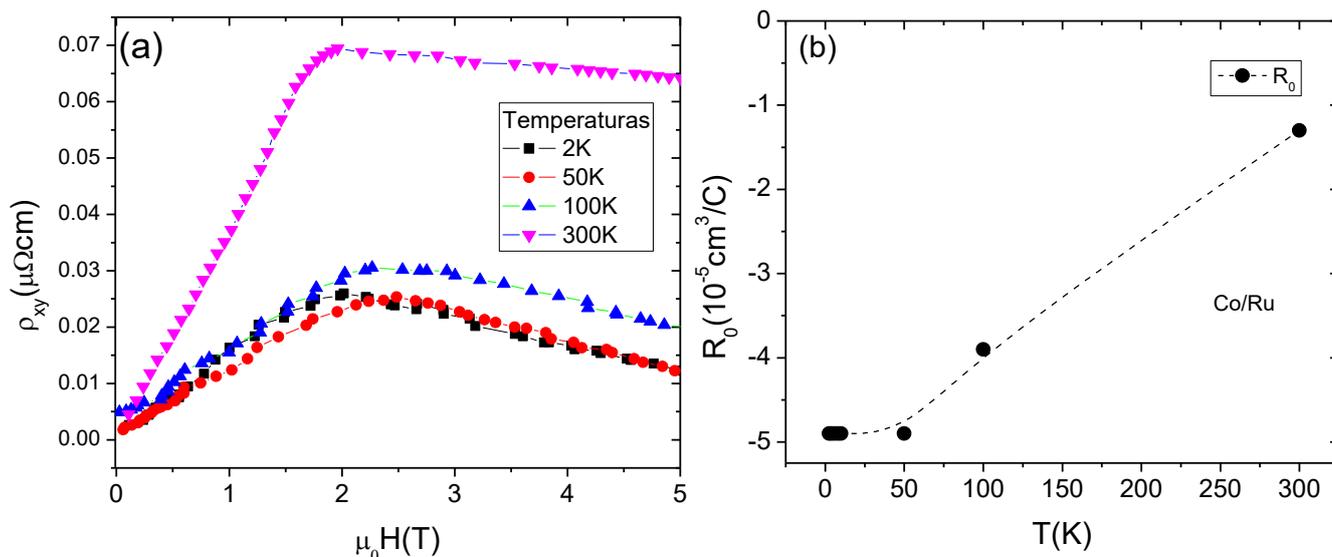


Figura 4.14 – (a) Resistividade Hall em função do campo para a amostra de Co/Ru em diversas temperaturas. (b) Coeficiente Hall ordinário em função da temperatura. (a linha tracejada é um guia para os olhos).

Na Figura 4.14 (a) são apresentados os resultados medidos de  $\rho_{xy}$  versus  $\mu_0 H$  em diferentes temperaturas. A existência das contribuições ordinária e anômala ao efeito Hall é evidente, com domínio de portadores do tipo elétron, tal como no Co puro. Na Figura 4.14 (b) é mostrado o comportamento da constante de Hall ordinária, obtida da inclinação das retas  $\rho_{xy}$  versus  $\mu_0 H$  na região de altos campos, em diversas temperaturas.

Dos resultados para as camadas de Co e Ru é esperado que o coeficiente de Hall ordinário da bicamada apresente uma variação em função da temperatura. Não é simples, no entanto, descrever qualitativamente esta variação com base nos resultados para o Co (ver Figura 4.4 (b)) e para o Ru (ver Figura 4.8(b)). Supõem-se, então, que seja válido o modelo de associação com mistura de correntes entre os filmes de Co e Ru. Para isso, calculamos o coeficiente de Hall equivalente para a bicamada utilizando a Equação (ver Anexo A).

$$R_0 = \frac{\rho_{xx}^{(Co)} + \rho_{xx}^{(Ru)}}{4} \left( \frac{R_0^{(Co)}}{\rho_{xx}^{(Co)}} + \frac{R_0^{(Ru)}}{\rho_{xx}^{(Ru)}} \right), \quad (4.15)$$

onde  $\rho_{xx}^{(Co)}$  e  $\rho_{xx}^{(Ru)}$  são as resistividades longitudinais dos filmes de Co e de Ru, respectivamente, e  $R_0^{(Co)}$  e  $R_0^{(Ru)}$  são os coeficientes Hall ordinários dos filmes de Co e Ru, respectivamente. A Figura 4.15 a seguir apresenta o coeficiente de Hall ordinário medido para a bicamada e o calculado a partir da expressão (4.15).

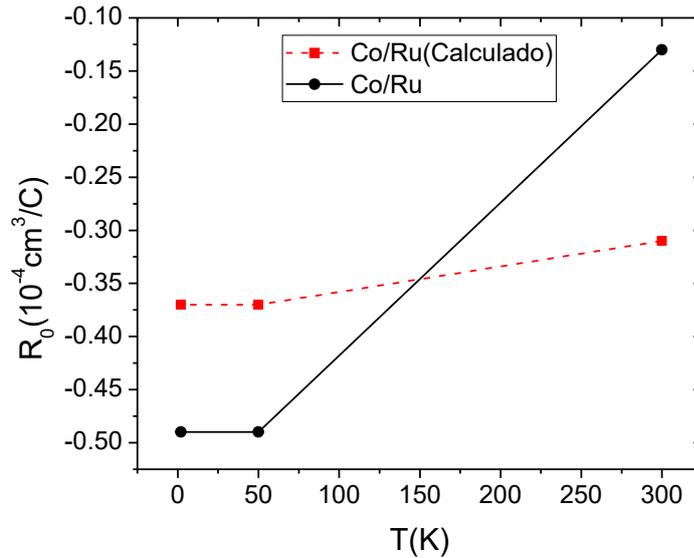


Figura 4.15 – Coeficiente Hall medido experimentalmente (círculos pretos) e calculado a partir da expressão (4.15) (quadrados vermelhos).

Pode-se notar que o sinal de  $R_0$  e a variação do coeficiente de Hall ordinário em função da temperatura é prevista qualitativamente pelo modelo. Porém, o valor absoluto de  $R_0$  e a taxa de sua variação com a temperatura não são corretamente reproduzidas. Este fato indica que o modelo é deficiente para descrever  $R_0(T)$  ou, alternativamente, há uma contribuição relevante da região da interface para a constante de Hall ordinária.

As dificuldades para descrever o efeito Hall ordinário da bicamada não são surpreendentes em razão da complexidade desta propriedade nos filmes finos, principalmente no caso do filme de Ru, onde são evidentes os efeitos de condução por duas bandas de portadores.

Na Figura 4.16 mostra-se o coeficiente Hall anômalo em função da temperatura. Na Figura 4.16 também é mostrado o coeficiente Hall ordinário calculado através da expressão:

$$R_S \approx \frac{\rho_{xx}^{(Co)} + \rho_{xx}^{(Ru)}}{4\rho_{xx}^{(Co)}} \left( \frac{M^{(Co)}}{M} \right) R_S^{(Co)}, \quad (4.16)$$

onde  $M^{(Co)}$  é a magnetização do filme de Co e  $M$  é a magnetização da bicamada. A expressão (4.16) é obtida do modelo de condução com mistura de correntes, conforme detalhado no Anexo A. Juntamente com os dados para a bicamada, para efeitos de comparação, mostra-se também o coeficiente de Hall anômalo para o filme de Co puro.

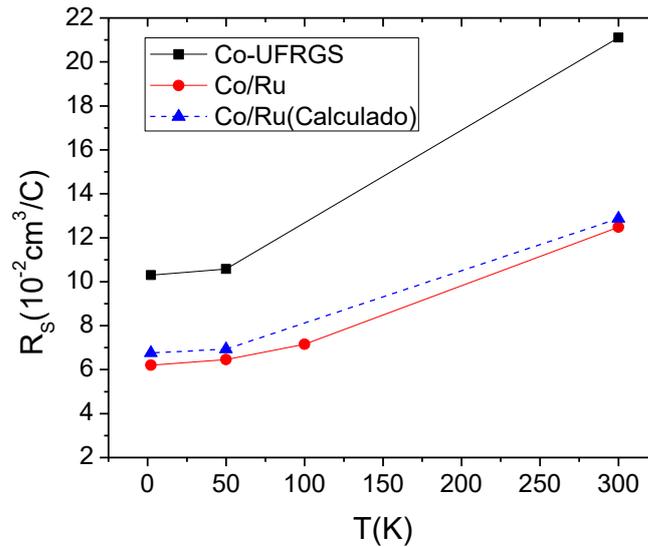


Figura 4.16 - Coeficiente Hall anômalo em função da temperatura para as amostras de Co, Co/Ru e calculada para o Co/Ru a partir da Equação (4.16).

Pode-se notar, que o modelo de condução com mistura de correntes, expresso pela Equação (4.16) reproduz bastante bem os resultados experimentais para  $R_S$  na bicamada Co/Ru, em acordo com os resultados de resistividade e magnetorresistência.

De modo geral, pode-se dizer que as propriedades de magnetotransporte da bicamada não mostram fortes efeitos da região de interface, contrastando com as observações feitas com as medidas de magnetização. A textura magnética que se forma na fronteira entre os filmes de Co e Ru, provavelmente, afeta um reduzido número de planos atômicos da bicamada e, além disso, os mecanismos de espalhamento eletrônico que nela são dominantes não diferem significativamente dos processos que caracterizam o transporte nos filmes puros componentes da bicamada.

#### 4.1.4 – Magnetização e Magnetotransporte na Multicamada de Co/Ru

A seguir são apresentados os resultados obtidos para uma amostra multicamadas de Co/Ru onde foram depositadas vinte camadas intercaladas de Co e Ru sendo que cada camada possui espessura de aproximadamente 7.5 nm.

##### 4.1.4.a – Magnetização

Na Figura 4.17 (a) são apresentados os resultados de magnetização para a multicamada de Co/Ru obtidos na configuração de campo paralelo ao plano do filme.

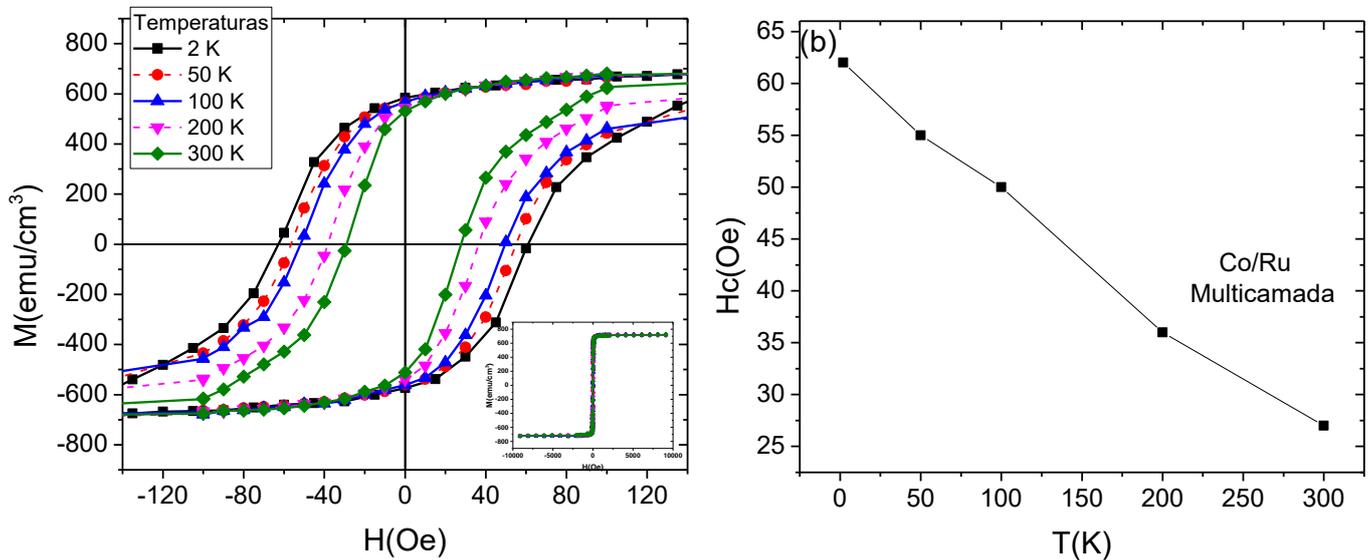


Figura 4.17 - (a) Magnetização em função do campo para temperaturas entre 2 K e 300 K. O inserto mostra medidas nas temperaturas entre 2 K e 300 K com campos aplicados  $\mu_0 H = \pm 1\text{T}$  até os campos (b) Campo coercivo em função da temperatura. (as linhas são guias para os olhos)

A magnetização de saturação para essa amostra é praticamente constante com a temperatura e apresenta um valor próximo de  $M_S \approx 720 \text{ emu}/\text{cm}^3$  que é idêntico ao  $M_S$  obtido para a bicamada. Considerando que muitas interfaces se formam na multicamada, este resultado é facilmente explicado supondo-se que se formam ligas fracamente magnéticas nas interfaces. Possivelmente a multicamada se comporta como um sistema distinto e homogêneo, cujas propriedades não podem ser tratadas como uma simples superposição das propriedades dos filmes componentes. Na multicamada não se observa a assimetria no ciclo de histerese da bicamada, mostrado na Figura 4.9 (a). O campo

coercivo, na configuração de campo aplicado paralelo ao plano da amostra, é mostrado na Figura 4.17 (b) e tem variação similar aquele da bicamada.

#### 4.1.4.b – Resistividade Longitudinal

Na Figura 4.18 é apresentada a resistividade longitudinal em função da temperatura para o filme multicamadas de Co/Ru.

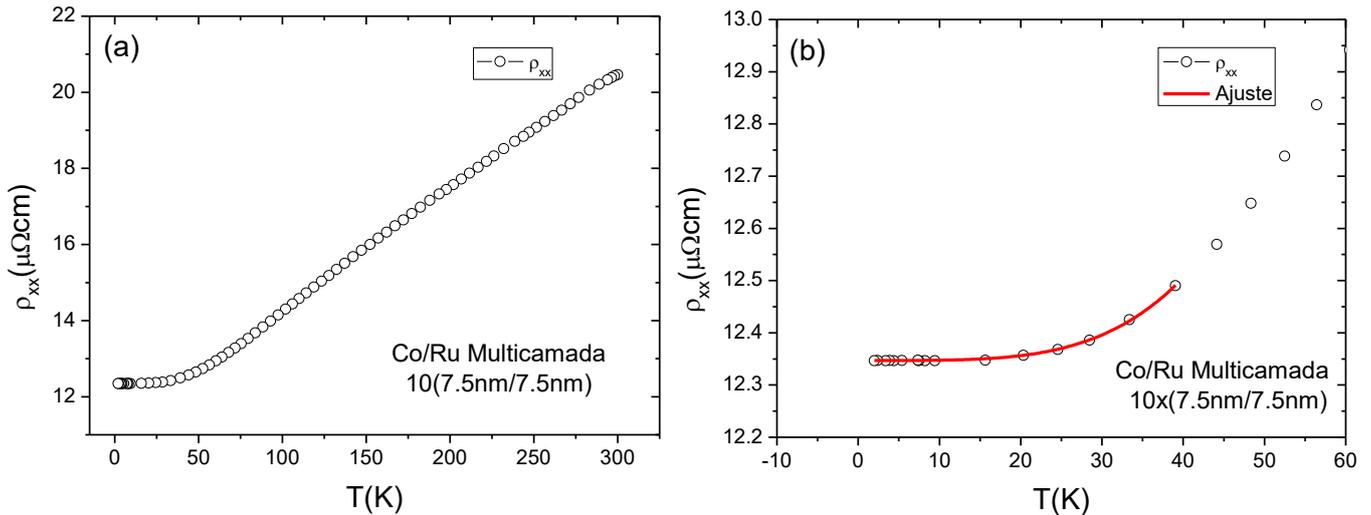


Figura 4.18 – (a) Resistividade elétrica em função da temperatura para um filme multicamadas de Co/Ru e (b) comportamento da resistividade em baixa temperatura.

O comportamento observado em baixa temperatura para essa amostra pode ser descrito pela equação:  $\rho = \rho_0 + aT^\beta$ , onde  $\rho_0 = 12.3$ ,  $a = 4.3 \times 10^{-8}$  e  $\beta = 4.1$ , com  $\rho$  dado em  $\mu\Omega\text{cm}$ . A magnitude e o comportamento da resistividade em baixas temperaturas não difere significativamente daquele apresentado pela bicamada. No caso da multicamada não se pode aplicar diretamente o modelo de condução por dois filmes justapostos e, portanto, não se faz uma interpretação quantitativa dos dados.

#### 4.1.4.c – Magnetorresistência

Na Figura 4.19 são apresentados os resultados de magnetorresistência para as multicamadas de Co/Ru em temperaturas entre 2 K e 300 K. A magnetorresistência observada para as multicamadas de Co/Ru é qualitativamente similar, porém, quantitativamente mais fraca do que a obtida para o filme de Co e para a bicamada de Co/Ru.

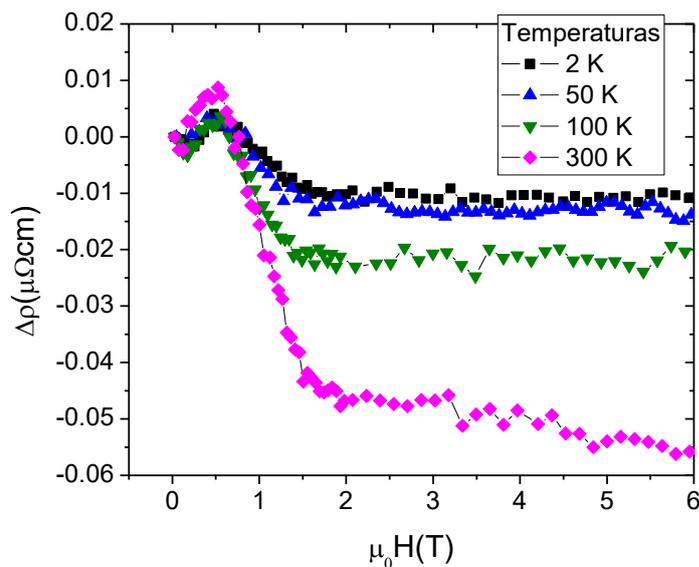


Figura 4.19 – Magnetorresistência para a multicamada de Co/Ru em temperaturas entre 2 K e 300 K.

#### 4.1.4.d – Efeito Hall

A resistividade Hall medida para a multicamada de Co/Ru em diferentes temperaturas é apresentada na Figura 4.20.

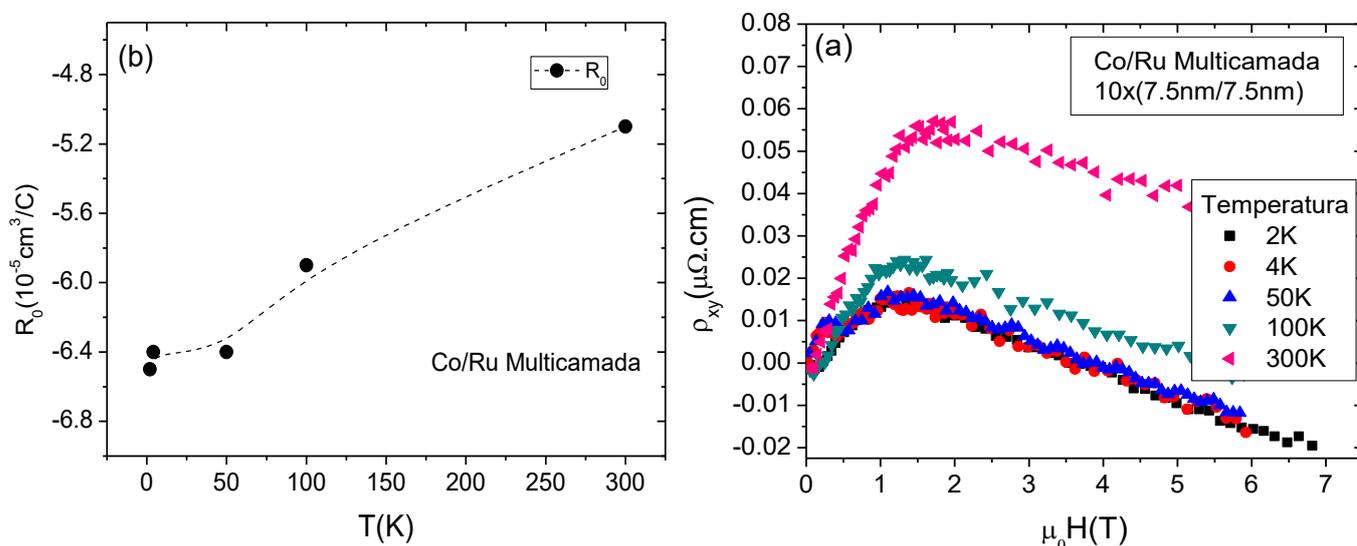


Figura 4.20 – (a) Resistividade Hall em função do campo magnético para a multicamada de Co/Ru. (b) Coeficiente Hall ordinário. (a linha tracejada é um guia para os olhos).

A resistividade Hall, mostrada no painel (a) e o coeficiente Hall ordinário, apresentado na Figura 4.20 (b) apresentam um comportamento semelhante ao do Co puro,

exceto pela variação em temperatura, que é similar à da bicamada Co/Ru, porém com menor amplitude de variação.

A Figura 4.21 mostra o coeficiente Hall anômalo para a multicamada, em função da temperatura. Para efeitos de comparação, resultados similares para o filme de Co e para a bicamada Co/Ru também são apresentados na figura.

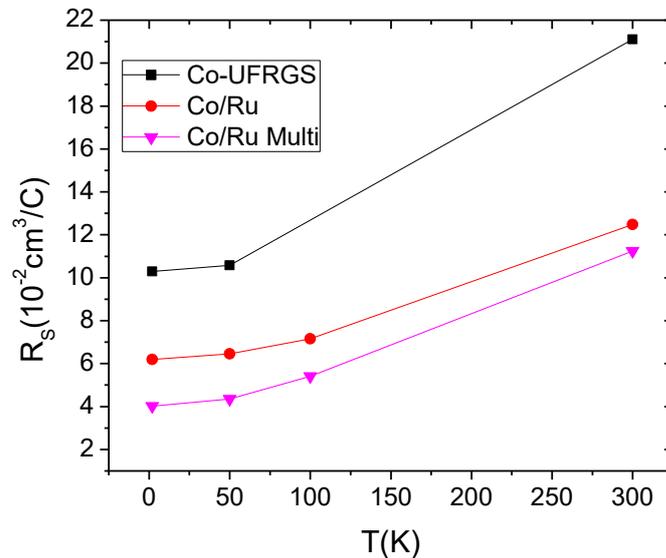


Figura 4.21 - Coeficiente Hall anômalo para a multicamada de Co/Ru em função da temperatura.

Pode-se observar que o coeficiente Hall anômalo encontrado para a bicamada e multicamada em função da temperatura apresentam comportamentos e magnitudes similares.

## 4.2 – Magnetização e Magnetotransporte no Sistema Co/Pd

Nas seções seguintes são apresentados resultados de magnetização, resistividade longitudinal, magnetorresistência e resistividade Hall para filmes de Co e Pd e para filmes bi e multicamadas de Co/Pd. Todos estes sistemas foram produzidos no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos da UFSM.

### 4.2.1 – Filme de Cobalto (UFSM)

Nas seções a seguir são apresentados os resultados obtidos para uma amostra pura de Co, com aproximadamente 24 nm de espessura preparada no sistema de sputtering do Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) da UFSM, conforme

detalhado no capítulo 3. Essa amostra foi fabricada juntamente com a bicamada e a multicamada de Co/Pd e sua caracterização é importante para interpretação dos resultados obtidos nos sistemas híbridos. Para diferenciá-la do filme de Co preparado na UFRGS, denomina-se esta amostra de Co-UFSM.

#### 4.2.1.a – Magnetização no Plano

As curvas de magnetização em função da temperatura, mostradas na Figura 4.22 (a), indicam que os momentos magnéticos se alinham preferencialmente no plano, o que é esperado para um filme de Co com a espessura de 24 nm.

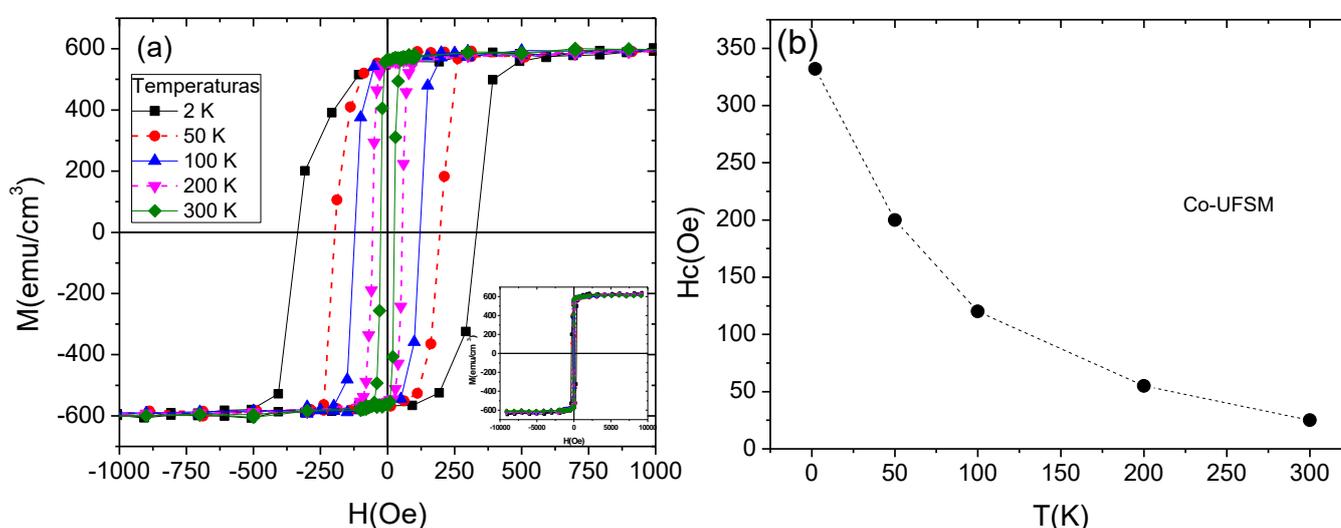


Figura 4.22 – (a) Magnetização em função do campo para diversas temperaturas entre 2 K e 300 K. Inset: curva de magnetização medida até  $\mu_0 H = \pm 1$  T. (b) Campo coercivo  $H_c$  em função da temperatura (a linha tracejada é um guia para os olhos).

A magnetização de saturação para essa amostra é  $M_S \approx 620$  emu/cm<sup>3</sup>. Este valor corresponde a 76% da magnetização de saturação medida para o filme Co-UFRGS, Figura 4.1 (a). O campo coercivo no plano em 300 K é  $H_C \approx 25$  Oe, que é cerca de 4 vezes maior do que o medido para o filme Co-UFRGS. Em baixas temperaturas, o campo coercivo do filme Co-UFSM é uma ordem de grandeza maior que no Co-UFRGS. Assim, os ciclos de histerese são bem mais largos que na amostra Co-UFRGS, indicando que efeitos de desordem são mais pronunciados nesta amostra, comparativamente à amostra Co-UFRGS.

### 4.2.1.b – Resistividade Longitudinal

A Figura 4.23 apresenta o comportamento da resistividade elétrica em função da temperatura para a amostra Co-UFSM.

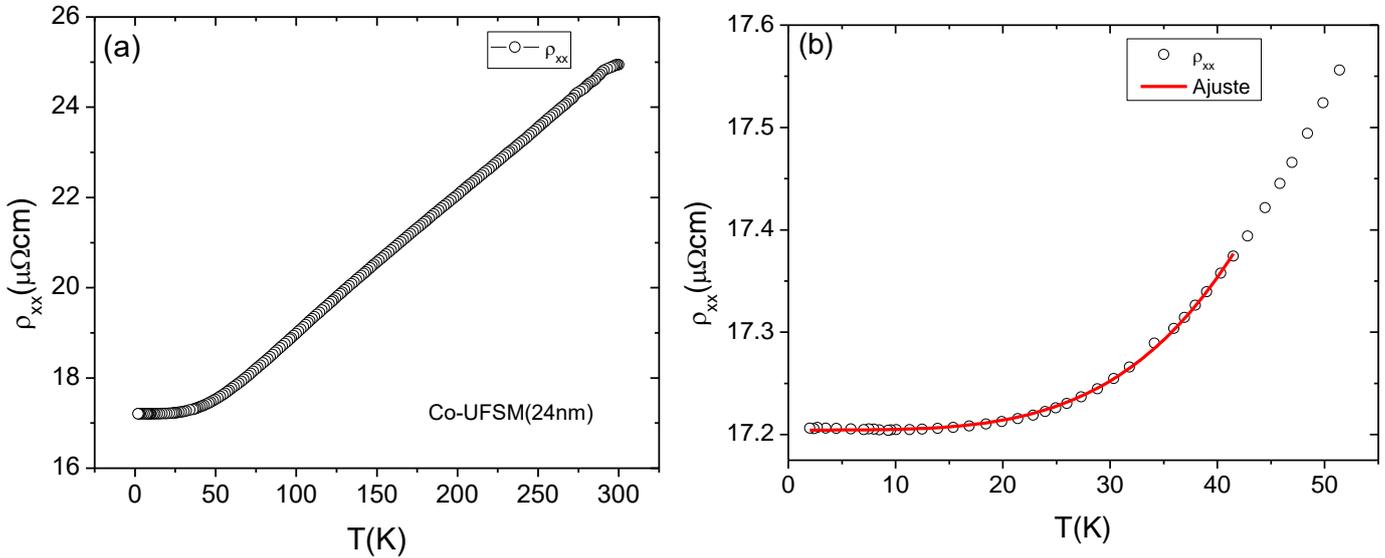


Figura 4.23 – (a) Resistividade elétrica em função da temperatura para o filme de Co-UFSM. (b) Ampliação da região de baixas temperaturas mostrando um ajuste com a Equação (4.1).

O ajuste realizado, em temperaturas entre 2 K e 40 K, mostrado na Figura 4.23(b), é feito com a Equação (4.1). Os parâmetros relevantes são  $\rho_0 = 17.2 \mu\Omega\text{cm}$ ,  $a = 0.7 \times 10^{-7}$  e  $\beta = 3.9$ . O expoente  $\beta$  próximo de 4 deve-se à superposição de termos resistivos devidos ao espalhamento elétron-magnon e ao espalhamento elétron-fônon [48]. Os valores para os parâmetros  $a$  e  $\beta$  são compatíveis com aqueles obtidos na amostra Co-UFRGS. A resistividade residual é mais elevada, indicando um efeito de desordem mais pronunciado na amostra Co-UFSM do que na Co-UFRGS. Porém a amplitude da variação de  $\rho$  entre  $T = 2 \text{ K}$  e  $T = 300 \text{ K}$  é similar nas duas amostras.

### 4.2.1.c – Magnetoresistência

Na figura 4.24 são apresentados os dados de magnetoresistência em função do campo para a amostra de Co-UFSM em diversas temperaturas entre 50 K e 300 K.

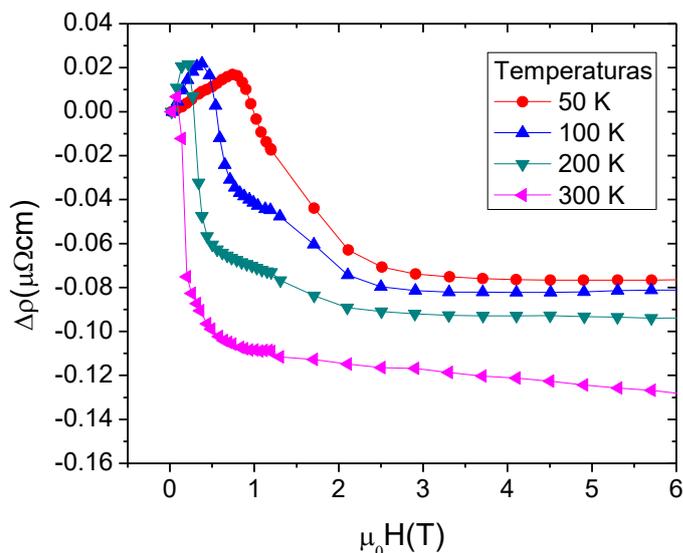


Figura 4.24 – Magnetorresistência em função do campo aplicado para a amostra de Co-UFSM para as temperaturas indicadas.

O comportamento da magnetorresistência para a amostra Co-UFSM é qualitativamente diferente daquele observado na amostra de Co fabricada no LCN da UFRGS. Enquanto no Co-UFRGS, a magnetorresistência praticamente não varia em função da temperatura no intervalo estudado, no Co-UFSM a amplitude da magnetorresistência, após a saturação técnica, varia significativamente com a temperatura.

As diferenças entre os resultados das Figuras 4.3 e 4.24 se devem, em parte, à efeitos de maior desordem estrutural na amostra Co-UFSM. Tais diferenças devem estar associadas ao método de fabricação dos filmes. No sistema de sputtering do LCN, o substrato rotaciona enquanto a deposição ocorre. Por outro lado, no equipamento de sputtering do LMMM o substrato translada de tal forma que o filme é depositado primeiramente em um lado do substrato. Além disso, apesar de terem sido escolhidas taxas de deposição próximas para ambos os filmes, a potência utilizada na deposição do filme Co-UFSM é menor do que a utilizada para a fabricação do filme de Co fabricado no LCN. Por esses motivos, os resultados obtidos para a bicamada e a multicamada de Co/Pd são comparados com os dados das amostras de Co e Pd produzidas no LMMM da UFSM, enquanto que os resultados obtidos para a bicamada e a multicamada de Co/Ru são comparados com o comportamento das amostras de Co e Ru produzidas no LCN da UFRGS.

#### 4.2.1.d – Efeito Hall

Na Figura 4.25 são apresentadas as medidas de resistividade Hall (painel (a)) no filme fino de Co-UFSM e o coeficiente Hall ordinário para esta amostra (painel (b)) em diferentes temperaturas. É importante ressaltar que o comportamento em baixo campo observado na resistividade Hall não é genuína. Trata-se de um artefato produzido por uma contribuição da magnetorresistência que não pode ser exatamente subtraída durante a análise dos dados experimentais. Tal contribuição é bastante pronunciada na região de baixas temperaturas e campos magnéticos.

Usando o modelo de banda única, o valor médio obtido para  $R_0$  permite estimar que a densidade de portadores do tipo elétron é  $n_e \approx 7.5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$ . Este valor é 9 % menor do que aquele obtido para a amostra de Co fabricada no LCN da UFRGS.

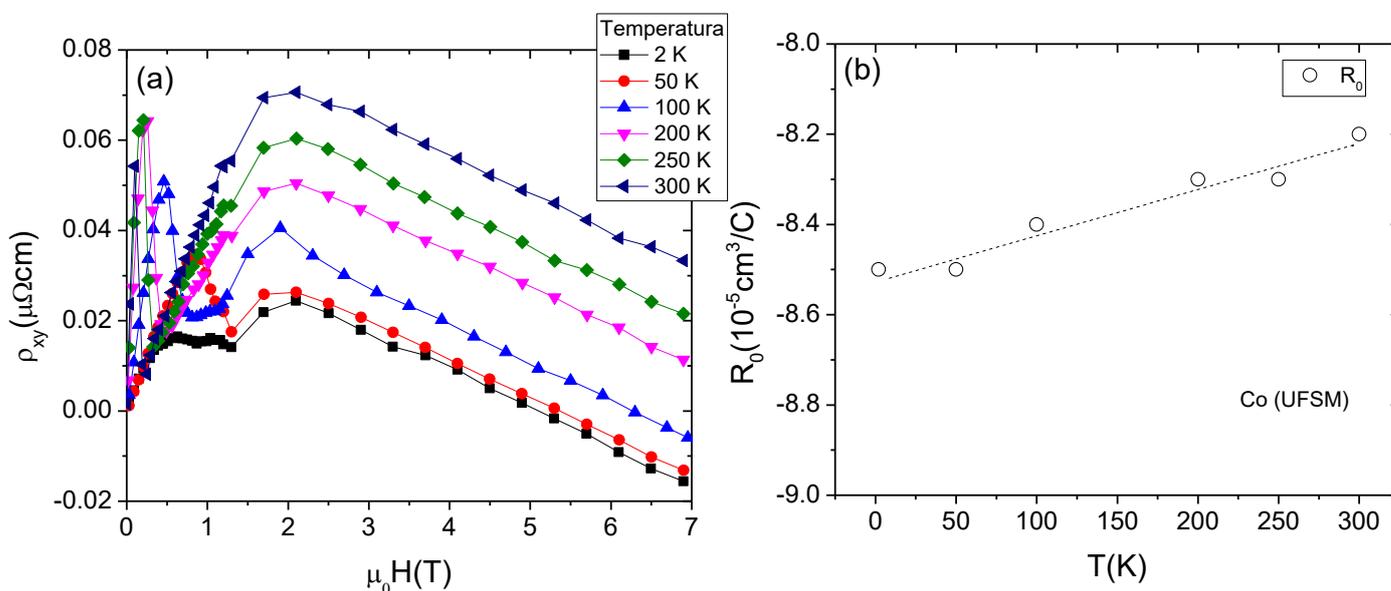


Figura 4.25 – (a) Resistividade Hall em função do campo para a amostra de Co-UFSM em várias temperaturas fixas entre 2 K e 300 K. (b) Coeficiente Hall ordinário obtido das medidas em (a) (a reta tracejada é um guia para os olhos).

Na Figura 4.26 (a) é mostrado o coeficiente Hall anômalo em função da temperatura, conforme derivado dos dados apresentados na Figura 4.25 (a) através da Equação (4.3). No painel (b) da Figura 4.26 é apresentado o coeficiente Hall anômalo ajustado à Equação (4.5), ou seja  $R_s = A\rho_{xx0} + B\rho_{xx}^2$ .

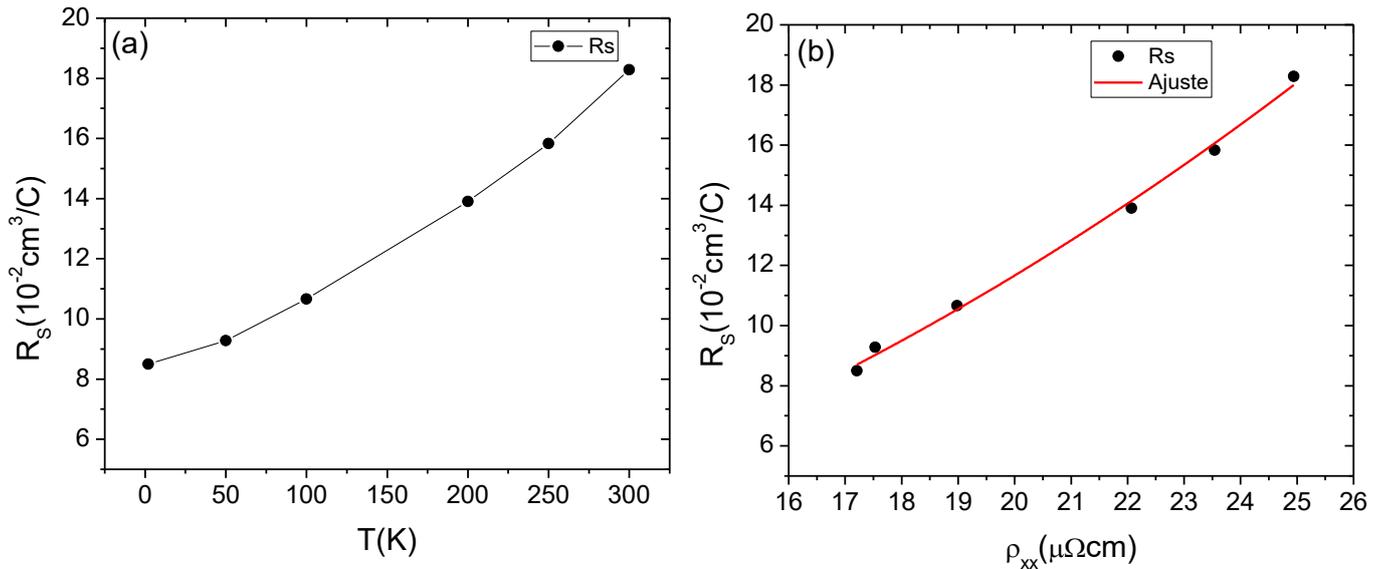


Figura 4.26 - (a) Coeficiente Hall anômalo  $R_s$  em função da temperatura para a amostra Co-UFSM. (b) Ajuste de  $R_s$  com a Equação (4.5).

Pode-se observar na Figura 4.26 (a) que um bom ajuste é obtido para  $R_s$  em termos da Equação (4.5), de onde se extrai os parâmetros  $A = (1.5 \pm 0.5) \text{ cm}^2 \Omega^{-1} \text{ C}^{-1}$  e  $B = (2.9 \pm 0.09) 10^6 \text{ cm} \Omega^{-1} \text{ C}^{-1}$ . Tanto os coeficientes do termo intrínseco ( $B$ ) quanto o do termo extrínseco ( $A$ ) são menores nesta amostra quando comparados aos mesmos coeficientes referentes à amostra Co-UFRGS (ver seção 4.1.1.d). Curiosamente, a diminuição do coeficiente ( $A$ ) mostra que a intensidade do termo devido ao espalhamento do tipo “skew-scattering” é menor na amostra Co-UFSM. O oposto seria esperado, dado que os efeitos de desordem são mais relevantes nesta amostra.

## 4.2.2 – Filme de Paládio

As próximas seções apresentam os resultados de magnetotransporte para um filme fino de Pd com aproximadamente 26 nm de espessura.

### 4.2.2.a – Resistividade longitudinal

Nas Figuras 4.27 (a) e (b) é apresentada a curva de resistividade longitudinal para a amostra de Pd.

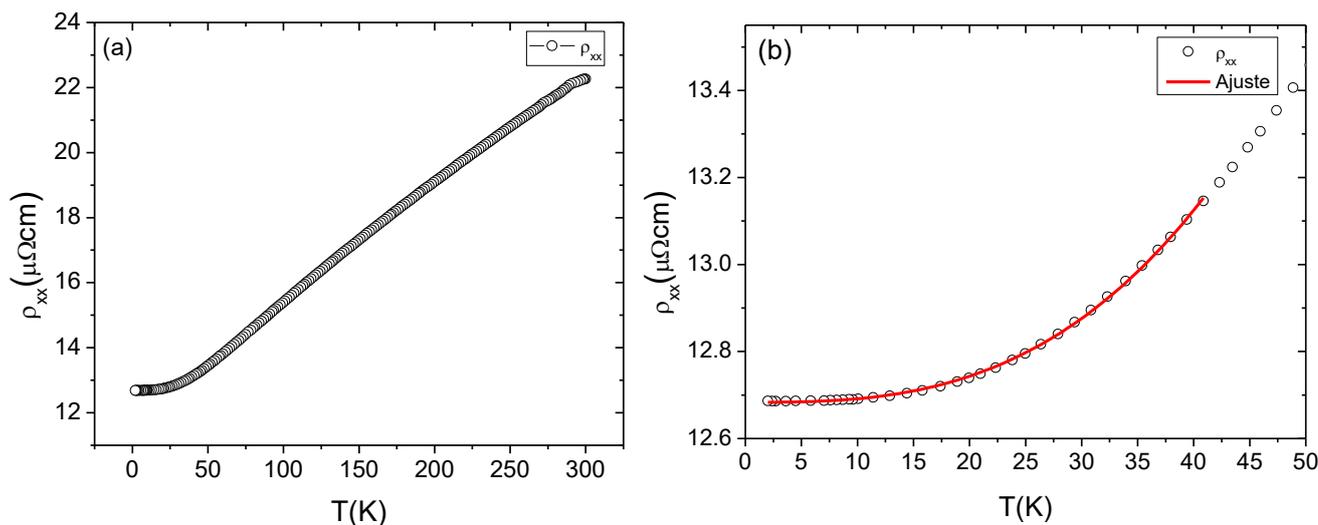


Figura 4.27 – (a) Resistividade em função da temperatura para o filme de Pd. (b) Comportamento em baixa temperatura, com ajuste por uma lei de potências.

A resistividade residual medida no filme de Pd é  $\rho_0 = 12.7 \mu\Omega\text{cm}$ . Este valor é cerca de três ordens de grandeza maior que o tabelado [181] para este metal na forma de bulk,  $\rho_0 = 0.02 \mu\Omega\text{cm}$ . A elevada resistividade residual medida é esperada em amostras na forma de filmes finos e é compatível com observações prévias em filmes finos de espessura similar [182]. Por outro lado, a variação da resistividade do filme de Pd entre  $T \approx 0$  e  $T = 300$  K é muito próxima à resistividade ideal observada no metal puro (bulk),  $\rho_i(300 \text{ K}) \approx 10.8 \mu\Omega\text{cm}$  [181]. No limite de baixas temperaturas a resistividade do filme de Pd pode ser ajustada à curva  $\rho = \rho_0 + aT^\beta$ , onde  $\rho_0 = 12.7 \mu\Omega\text{cm}$ ,  $a = 1.1 \times 10^{-5}$  e  $\beta = 2.9$ . Em amostras bulk, sabe-se que a resistividade ideal do Pd apresenta comportamento proporcional a  $T^2$  em temperaturas  $T \leq 10$  K [170]. Isto demonstra que as correlações eletrônicas são relevantes nesse metal. Aproximadamente entre 15 K e 30 K, a resistividade do Pd metálico varia proporcionalmente a  $T^3$  [170], que coincide com o resultado do ajuste mostrado na Figura 4.27 (b). Usualmente, um comportamento do tipo  $\rho \approx T^3$  é decorrente de espalhamento do tipo  $s-d$  [48].

#### 4.2.2.b – Magnetorresistência

Medidas de magnetorresistência no filme fino de Pd são apresentadas na Figura 4.28. No painel (a) medidas em função do campo e em várias temperaturas são mostradas. O painel (b) mostra a amplitude da magnetorresistência em alguns campos fixos em função da temperatura.

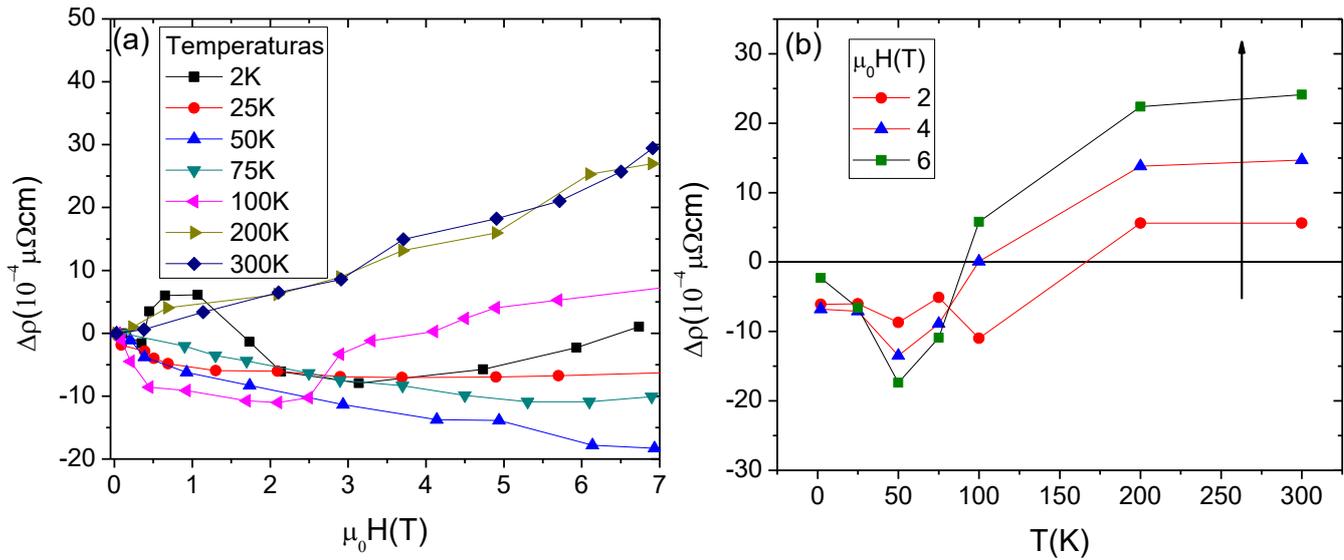


Figura 4.28 – (a) Magnetorresistência versus campo em temperaturas entre 2 K e 300 K para a amostra de Pd. (b) Amplitude da magnetorresistência em função da temperatura para campos magnéticos aplicados de 0.5 T até 6 T.

O Paládio é um metal de transição  $4d$  que possui uma alta densidade de estados no nível de Fermi e um alto fator de Stoner ( $S \approx 10$ ), que provoca forte aumento em sua susceptibilidade magnética [183]. Além disso, em amostras “bulk” de Pd a susceptibilidade magnética cresce com a diminuição da temperatura, passando por um amplo máximo centrado em  $T \approx 85$  K [184]. Este comportamento é explicado em termos de efeitos de correlações eletrônicas [185].

A magnetorresistência transversal em função da temperatura mostrada na Figura 4.28 (a) pode ser interpretada como uma combinação de efeitos de localização fraca, devidos a desordem, com uma contribuição positiva, provavelmente devido à interação spin-órbita [186][187]. Em  $T = 2$  K, a magnetorresistência apresenta uma contribuição positiva em baixos campos que é dominada por um termo negativo acima de  $\mu_0 H \approx 1$  T. Este termo negativo, possivelmente, deve-se à supressão de efeitos de localização fraca. Uma contribuição negativa à magnetorresistência é também observada em  $T = 50$  K e  $T = 100$  K. Na região de campos mais elevados ( $\mu_0 H \geq 3$  T), observa-se uma contribuição positiva, possivelmente oriunda da interação spin-órbita. Esta contribuição é a única presente nas mais altas temperaturas investigadas ( $T = 200$  K e  $T = 300$  K). Ressalta-se, no entanto, que a interpretação proposta para os resultados da figura 4.28 (a) é baseada em observações realizadas em filmes com espessuras da ordem de 5-15 nm [186][187]. Nestes casos, efeitos de localização eletrônica tornam-se relevantes em razão da baixa

dimensionalidade. Em filmes mais espessos, não se pode excluir a possibilidade de que efeitos de correlação eletrônica, que afetam a susceptibilidade magnética, também tenham papel importante na magnetorresistência.

Na Figura 4.28 (b) mostra-se a amplitude da magnetorresistência medida em campos fixos graficada em função da temperatura. Observa-se que, em baixas temperaturas  $\Delta\rho$  é negativa, passando por um mínimo em torno de 50 K, o que remete ao comportamento da susceptibilidade magnética. Os resultados da Figura 4.28 (b) levantam a possibilidade de que efeitos de correlações eletrônicas, e não desordem, sejam responsáveis pela contribuição negativa à magnetorresistência do Pd. Tais correlações poderiam levar à excitações magnéticas que seriam progressivamente suprimidas com a aplicação do campo [188]. Nota-se, por exemplo, que momentos magnéticos podem ser estabilizados, ou existir na forma de flutuações, na superfície do Pd de acordo com resultados de susceptibilidade magnética em amostras granulares [189].

#### 4.2.2.c – Efeito Hall

Na Figura 4.29 são apresentados os resultados obtidos para a resistividade Hall na amostra de Pd. Pode-se observar na Figura 4.29 (a) que a resistividade Hall praticamente não varia com a temperatura. Os valores do coeficiente Hall calculados a partir destes dados e mostrados no painel (b) da Figura 4.29 são consistentes com aqueles reportados na literatura para um filme de Pd, com espessura similar [190]. O valor calculado para o coeficiente Hall ordinário,  $R_0 \approx -8.5 (\pm 0.1) 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{C}$ , também é próximo daquele encontrado para uma amostra “bulk” de Pd [190][191]. Devido à fraca dependência com a temperatura do  $R_0$  medido pode-se supor a validade do modelo de condução por banda única, para o qual é possível estimar a densidade de portadores do tipo elétron, onde encontra-se  $n_e \approx 7.3 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ .

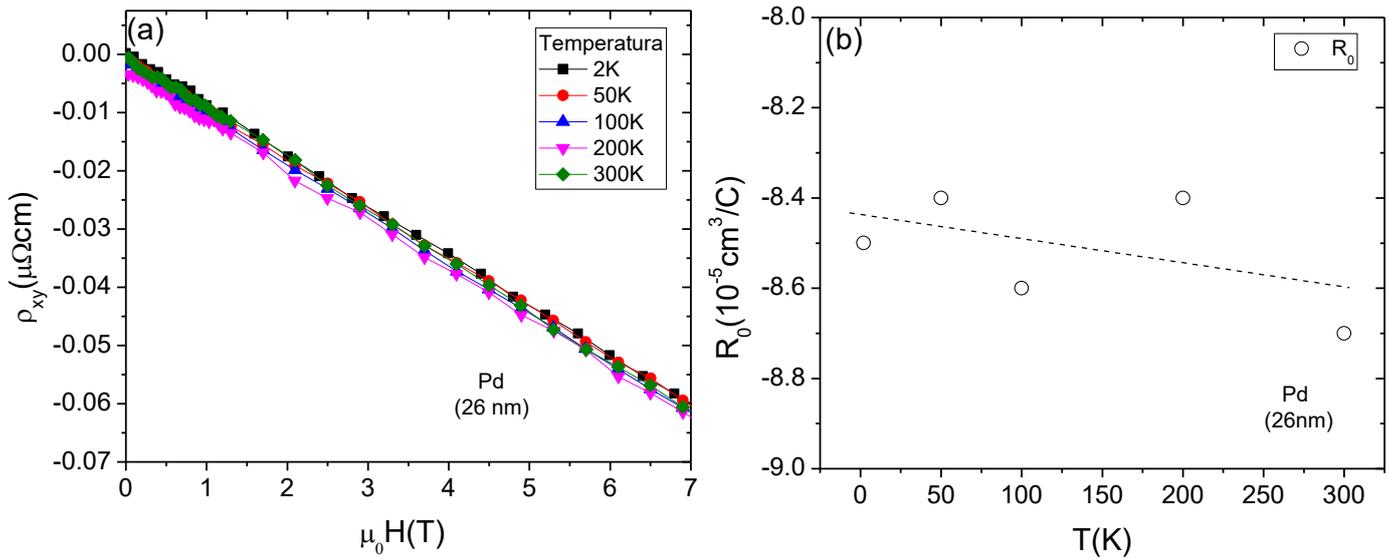


Figura 4.29 – (a) Resistividade Hall em função do campo magnético em diversas temperaturas entre 2 e 300 K para o filme de Pd. (b) Coeficiente Hall ordinário em função da temperatura (a linha tracejada representa um guia para os olhos).

### 4.2.3 – Bicamada de Co/Pd

A seguir são apresentados os resultados de magnetização e magnetotransporte obtidos para um filme fino bicamada de Co/Pd, onde a camada de Co possui espessura de aproximadamente 24nm e a de Pd aproximadamente 26 nm.

#### 4.2.3.a – Magnetização no Plano

A Figura 4.30 (a) apresenta a magnetização em função do campo magnético para a bicamada de Co/Pd medida com o campo magnético aplicado paralelamente ao plano do filme. O painel (b) da Figura 4.30 apresenta o campo coercivo em função da temperatura. A magnetização de saturação para esta amostra é praticamente constante com a temperatura e está próxima de  $M_S \approx 680 \text{ emu}/\text{cm}^3$ . Este valor é obtido dividindo-se o momento magnético medido pelo volume da camada de Co. Nota-se que o valor medido de  $M_S$  para a bicamada é cerca de 10% maior do que o encontrado para a amostra Co-UFSM, indicando que há uma polarização dos átomos de Pd na interface Co/Pd [127-131]. O campo coercivo referente a magnetização no plano para a bicamada de Co/Pd é também maior do que aquele apresentado na amostra de Co-UFSM, sendo  $H_C \approx 35 \text{ Oe}$  em 300 K.

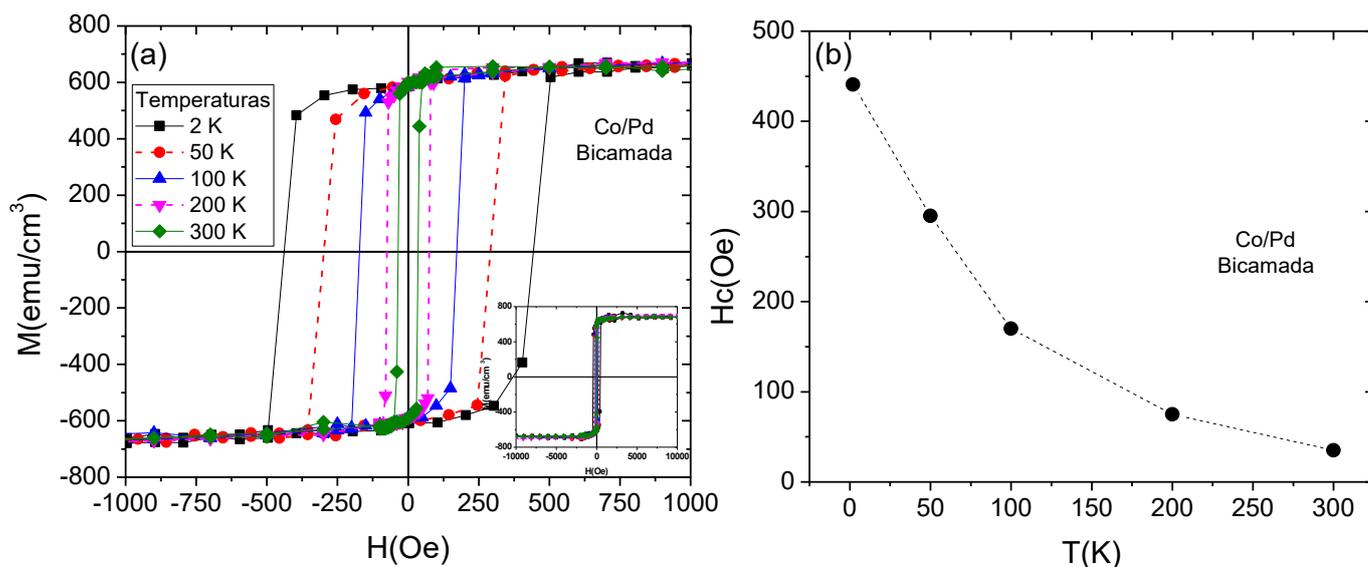


Figura 4.30 - (a) Magnetização em função do campo para várias temperaturas entre 2 K e 300 K. O inserto mostra a magnetização medida em campos de até  $\mu_0 H = \pm 1$  T. (b) Campo coercivo em função da temperatura (a linha tracejada é um guia para os olhos).

#### 4.2.3.b – Resistividade Longitudinal

A Figura 4.31 apresenta a resistividade elétrica em função da temperatura para a bicamada de Co/Pd. O resultado é compatível, tanto do ponto de vista qualitativo quanto quantitativo, com as medidas de resistividade para os filmes individuais de Co e Pd.

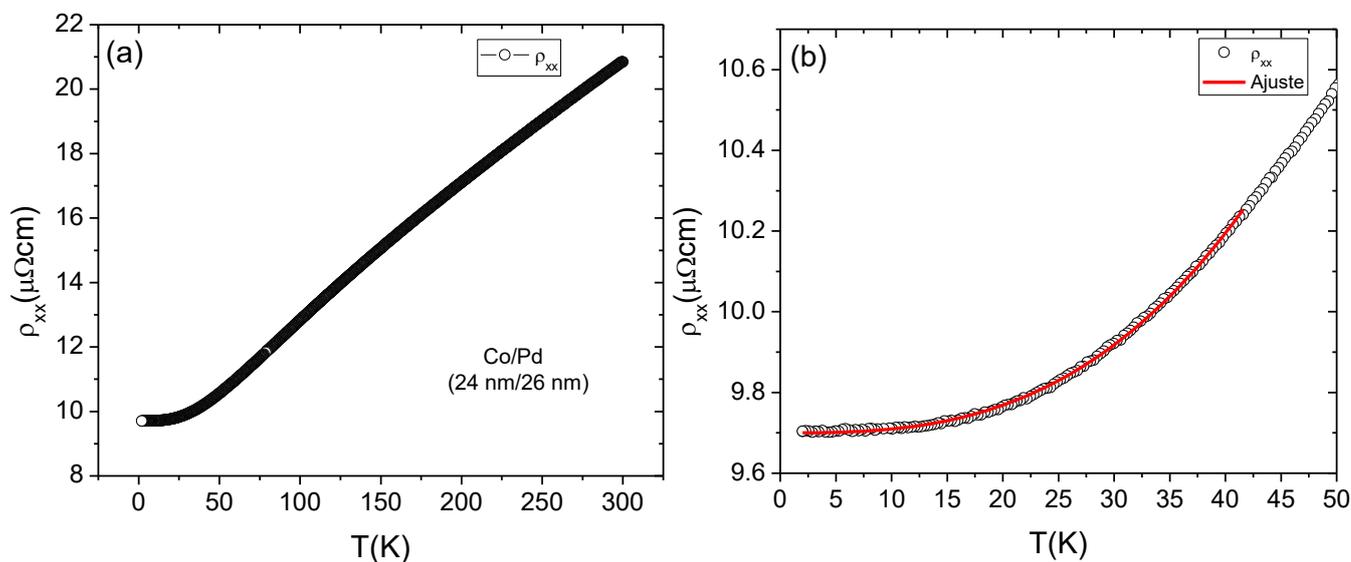


Figura 4.31 – (a) Resistividade elétrica em função da temperatura para a amostra de Co/Pd, (b) Ampliação do comportamento em baixa temperatura com ajuste por uma lei de potências.

A Figura 4.31 (b) mostra que para temperaturas abaixo de 40 K a resistividade, expressa em  $\mu\Omega\text{cm}$ , pode ser ajustada segundo a expressão  $\rho = \rho_0 + aT^\beta$ , onde  $\rho_0 = 9.7 \mu\Omega\text{cm}$ ,  $a = 1.3 \times 10^{-5}$  e  $\beta = 2.9$ . O valor encontrado para  $\rho_0$  é menor que o medido nos filmes finos de Co e Pd. Isto decorre do aumento global da espessura da amostra no caso da bicamada, levando à diminuição da importância relativa do espalhamento eletrônico pela superfície. O valor do expoente  $\beta$  é compatível com as observações feitas tanto no Co quanto no Pd e indica predominância de processos de espalhamento *s-d* no regime de baixas temperaturas.

A Figura 4.32 apresenta a resistividade ideal obtida experimentalmente para a bicamada Co/Pd e a resistividade ideal calculada a partir das Equações (4.10) e (4.12). Pode-se observar nessa figura que, diferentemente da bicamada de Co/Ru, a resistividade ideal da bicamada de Co/Pd não é satisfatoriamente descrita por uma associação em paralelo ou pela aproximação de mistura de correntes, descritas pelas Equações (4.10) e (4.12) respectivamente. Além disso, as estimativas com as Equações (4.10) e (4.12) são praticamente equivalentes. Isto decorre do fato de que a resistividade ideal dos filmes de Co e Pd são quantitativamente muito próximas. No limite em que  $\rho_1 = \rho_2$  as Equações (4.10) e (4.12) são idênticas. Por este motivo as resistividades ideais calculadas tanto para o modelo de condução em paralelo quanto para o de mistura de correntes, apresentadas na Figura 4.32, não apresentam diferenças significativas entre si.

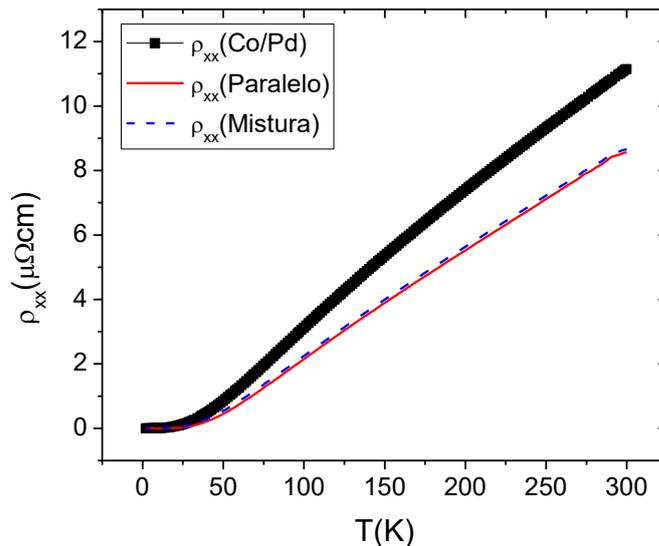


Figura 4.32 – (a) Resistividade elétrica ideal em função da temperatura para a bicamada de Co/Pd e as curvas estimadas através das Equações 4.10 e 4.12, considerando a associação de resistências em paralelo e com mistura de correntes, respectivamente.

O fato de a resistividade ideal da bicamada de Co/Pd não ser bem descrita pelos modelos de condução em paralelo, com ou sem mistura de correntes, mostra que as propriedades deste sistema híbrido não podem ser descritas como uma simples superposição das propriedades dos filmes componentes. Isto decorre, muito provavelmente, de efeitos da interface entre as duas camadas, que são quantitativamente relevantes ao caso do Co/Pd.

#### 4.2.3.c – Magnetorresistência

Resultados de magnetorresistência na bicamada Co/Pd são apresentados, em função do campo, e em temperaturas fixas, na Figura 4.33. Observa-se que existem diferenças qualitativas que são significativas entre os comportamentos observados na amostra Co-UFSM, mostrado na Figura 4.24, e na bicamada Co/Pd.

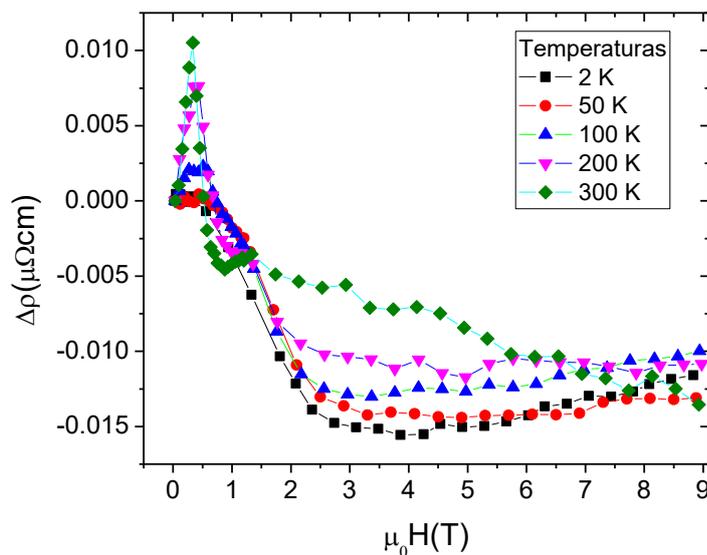


Figura 4.33 – Magnetorresistência para a amostra de Co/Pd em função do campo em diversas temperaturas entre 2 K e 300 K.

Do ponto de vista quantitativo, a magnetorresistência para a amostra de Co/Pd é similar àquela encontrada para a amostra pura de Co-UFSM. Porém, na região de baixos campos e altas temperaturas há uma grande contribuição positiva na magnetorresistência para a bicamada de Co/Pd. Isto sugere que a desordem de spin provocada pelo aumento da temperatura faz com que o efeito de anisotropia espontânea da resistividade se torne mais importante através do aumento do número de domínios com magnetização paralela à corrente [64]. Aumentando-se o campo magnético os momentos alinham-se

perpendicularmente ao plano do filme e a magnetorresistência torna-se negativa. Entretanto, nas temperaturas de 2 K, 50 K e 100 K, a componente positiva praticamente não existe. Este resultado juntamente com a grande coercividade no plano indica que há, em baixas temperaturas, grande densidade de momentos magnéticos com uma componente fora do plano, provavelmente por ação da interface de Co/Pd.

Outra diferença qualitativa importante nos resultados da Figura 4.33 quando comparados às medidas no Co-UFSM (ver Figura 4.24) é a variação da magnitude da magnetorresistência em função da temperatura para um dado campo fixo. Na região de campos intermediários e altos, a amplitude da magnetorresistência do Co-UFSM cresce com o aumento da temperatura. Por outro lado na região de campos intermediários ( $2 \text{ T} < \mu_0 H < 6 \text{ T}$ ) a amplitude da magnetorresistência do Co/Pd decresce com o aumento da temperatura. Na região de campos altos ( $6 \text{ T} < \mu_0 H < 9 \text{ T}$ ), a magnetorresistência da bicamada torna-se fracamente dependente de  $T$ .

As contrastantes diferenças no comportamento da magnetorresistência em função da temperatura entre a bicamada Co/Pd e o filme individual de cobalto muito provavelmente resultam de efeitos não triviais da interface entre as duas camadas. Estas diferenças também se refletem fortemente na estimativa da magnetorresistência da bicamada com base no modelo de condução em paralelo com mistura de correntes. Comparações entre valores medidos e calculados, com base na Equação (4.14) para a magnetorresistência da bicamada Co/Pd são mostradas na Figura 4.34. Embora as estimativas teóricas reproduzam qualitativamente algumas características dos resultados experimentais, nota-se um grande desacordo quantitativo. Tal desacordo aumenta para temperaturas mais elevadas.

A formação de interfaces Co/Pd tendem a gerar anisotropia magnética perpendicular ao plano do filme [192]. Assim, espera-se que a região da interface tenha propriedades eletrônicas significativamente diferentes dos filmes componentes considerados individualmente.

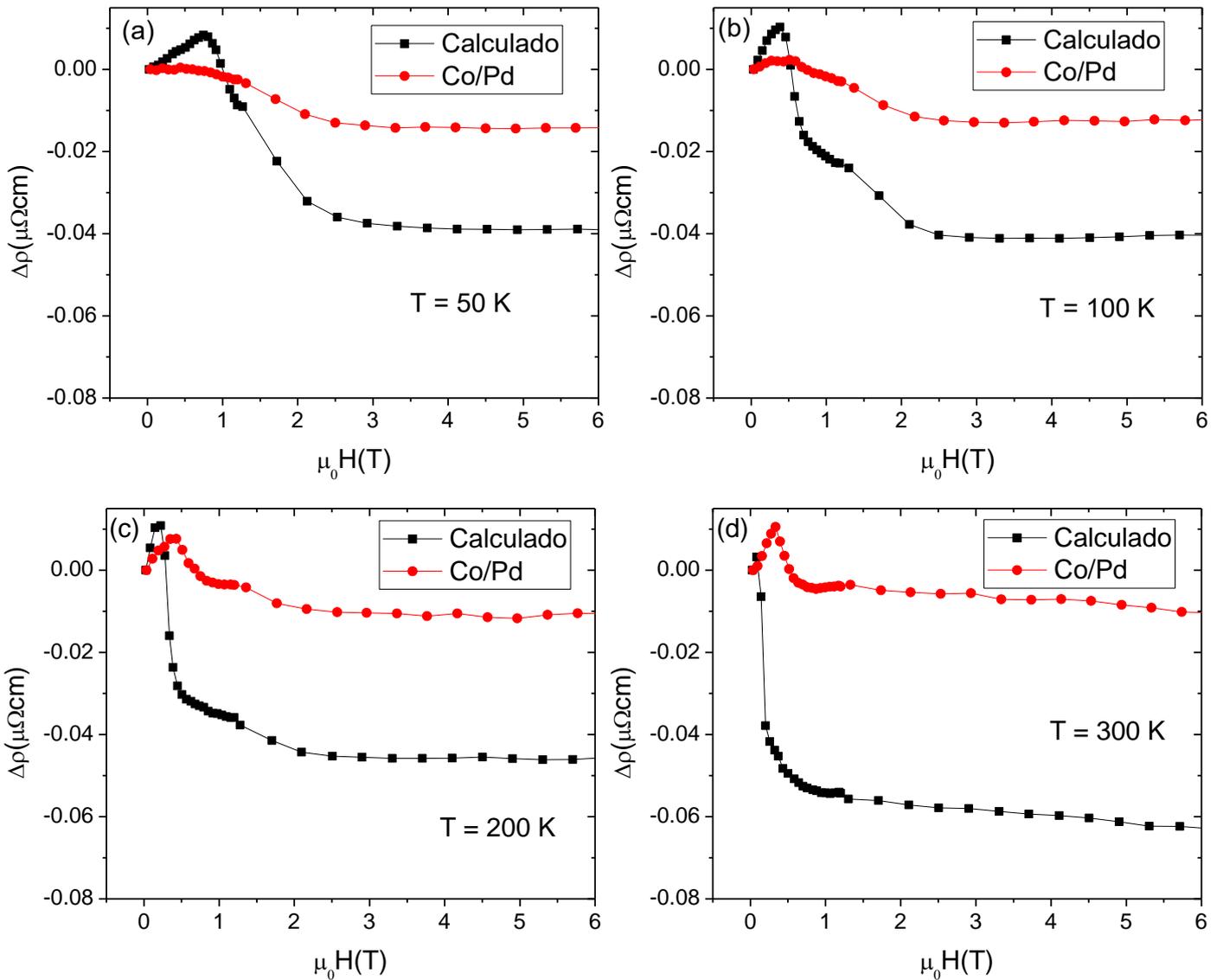


Figura 4.34 – Magnetorresistência calculada através do modelo de mistura de correntes (quadrados pretos) e magnetorresistência medida para a bicamada de Co/Pd (círculos vermelhos) para as temperaturas de (a) 50 K, (b) 100 K, (c) 200 K e (d) 300 K.

Os resultados da Figura 4.34 mostram que a magnetorresistência da bicamada não pode ser explicada simplesmente por uma associação em paralelo com mistura de correntes entre os filmes de Co e Pd, diferentemente do caso das bicamadas de Co/Ru. Destas discrepâncias conclui-se, mais uma vez, que efeitos de interface entre os filmes de Co e Pd são muito importantes e modificam fortemente as propriedades de transporte da bicamada em relação aquelas dos filmes componentes.

#### 4.2.2.d – Efeito Hall

A seguir são apresentados os resultados de resistividade Hall para a bicamada Co/Pd e os coeficientes ordinário e anômalo obtidos a partir destas medidas. Na Figura 4.34 (a) são apresentados os resultados de  $\rho_{xy}$  versus  $\mu_0 H$  em diferentes temperaturas. A existência das contribuições ordinária e anômala ao efeito Hall é evidente, com domínio de portadores do tipo elétron, tal como no Co e no Pd. Na Figura 4.35 (b) é mostrada a variação da constante de Hall ordinária em diferentes temperaturas.

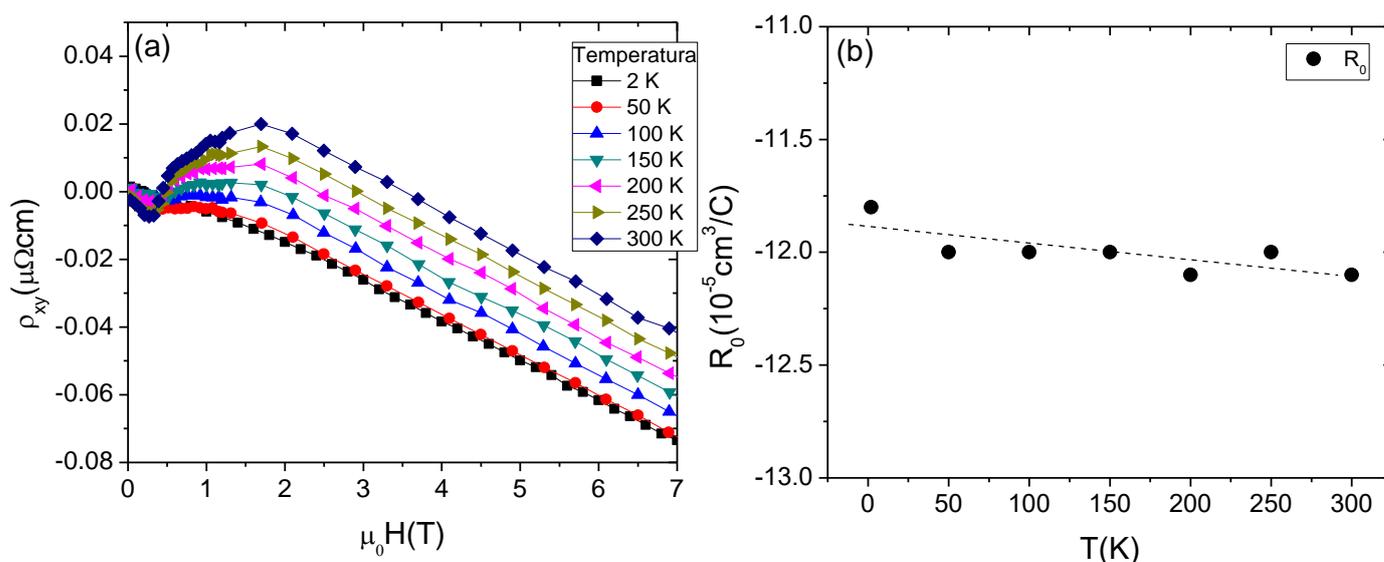


Figura 4.35 – (a) Resistividade Hall para a bicamada de Co/Pd. (b) Coeficiente de Hall ordinário em função da temperatura (a linha tracejada é um guia para os olhos).

Observa-se que  $R_0$  é praticamente independente da temperatura e seu valor difere dos encontrados para o Co e o Pd por aproximadamente 30%. Supondo-se válido o modelo de condução por banda única (elétrons) se conclui que a densidade eletrônica na bicamada é efetivamente menor do que nos filmes componentes. Esta diferença também aponta para existência de uma contribuição da interface entre o Co e Pd no efeito Hall da bicamada.

Na Figura 4.36 mostra-se as estimativas calculadas, em várias temperaturas, com o modelo de mistura de correntes (Equação (4.14)) para a constante de Hall ordinária da bicamada Co/Pd comparada com os valores experimentais. A Figura 4.36 mostra que os valores de  $R_0$  estimados com base em uma associação onde há mistura de correntes são menores, em valor absoluto, do que aqueles encontrados para a bicamada de Co/Pd. A diferença entre os valores calculados e os encontrados para a bicamada de Co/Pd é

praticamente constante com a temperatura. Essa diferença, de cerca de 30% do valor do coeficiente da bicamada, deve-se provavelmente à formação de uma solução sólida na interface, conforme observações experimentais [121-124] e modelização teórica [125]. A estrutura eletrônica da região da interface é modificada pela polarização em spin da banda 4*d* do Pd [125]. Assim, a densidade eletrônica na região superficial deve ser modificada, afetando o valor encontrado para  $R_0$  na bicamada.

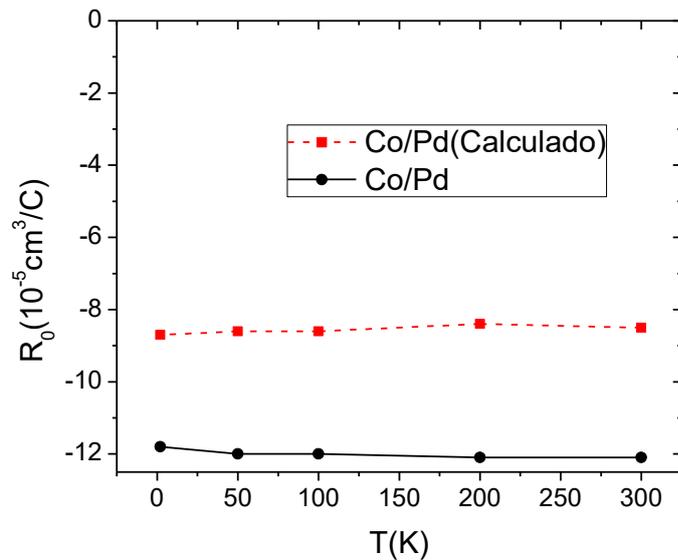


Figura 4.36 – Coeficiente Hall ordinário em função da temperatura calculado com o modelo de associação em paralelo com misturas de corrente na bicamada Co/Pd (Equação 4.14) comparado com os valores experimentais.

A seguir, na Figura 4.37, são apresentados os resultados obtidos para o coeficiente Hall anômalo em função da temperatura. Tais resultados são obtidos da análise da resistividade Hall mostrada na Figura 4.35 (a). Para efeitos comparativos, são também mostrados os resultados para a amostra de Co-UFSM e os valores calculados utilizando a Equação (4.15) que supõe condução com mistura de correntes.

Os resultados mostrados na Figura 4.37, indicam que a diferença entre o coeficiente Hall anômalo obtido experimentalmente e o calculado através da Equação (4.15) se torna maior em baixas temperaturas. Diferentemente do que ocorre com a bicamada de Co/Ru, a bicamada de Co/Pd apresenta um  $R_S$  que não é descrito de modo completamente satisfatório pela Equação (4.15). Diferenças importantes ocorrem principalmente na região de baixas temperaturas. Na literatura há uma série de estudos sistemáticos associados ao efeito Hall anômalo em multicamadas e bicamadas de Co/Pd [139-146]. Um trabalho recente em bi e multicamadas em que o filme de Pd é ultrafino

[145] mostra que pode ocorrer uma inversão de sinal da resistividade Hall anômala, de positivo para negativo, que se deve à contribuição da interface.

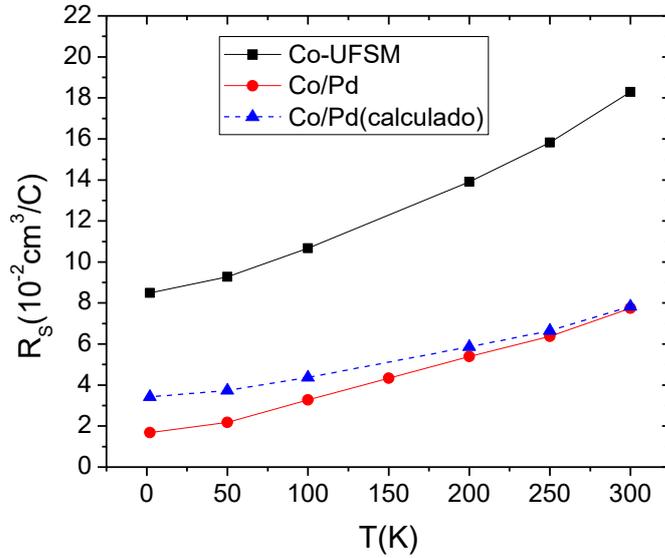


Figura 4.37 - Coeficiente Hall anômalo em função da temperatura para a bicamada Co/Pd.

É interessante constatar na Figura 4.37 que a diferença do valor calculado para  $R_S$  com base no modelo de condução com duas correntes e valor medido tende a diminuir com o aumento da temperatura. Em  $T = 300 \text{ K}$ , os valores calculado e experimental praticamente coincidem. Assim, é possível estimar quantitativamente a contribuição da interface através da diferença dos valores medidos e calculados para o coeficiente Hall anômalo, ou seja:

$$R_S^{(int)} = R_S^{(exp)} - R_S^{(calc)}, \quad (4.17)$$

onde os valores de  $R_S^{(exp)}$  e  $R_S^{(calc)}$  são mostrados na figura 4.37. Na Figura 4.38 representa-se a contribuição da interface, obtida seguindo a Equação (4.17), em função da temperatura.

Segundo a interpretação baseada na Equação (4.17) e os resultados da Figura 4.38, a contribuição da interface ao coeficiente Hall anômalo na bicamada Co/Pd é negativa. Segundo o estudo da referência [145] isto indica que a solução sólida que se forma na interface é rica em Pd, sugerindo difusão preferencial do Co no Pd. Dado que o Pd é caracterizado por forte interação spin-órbita e há uma distribuição aleatória dos átomos na região da interface, é razoável supor que o acoplamento Dzyaloshinskii-Moryia ocorre nesta região, levando ao “canting” dos momentos magnéticos atômicos do Co. Desta

forma propõem-se que a contribuição da interface para  $R_S$  deva-se a quiralidades, tal como originalmente proposto por Kawanura [62]. A estabilização de quiralidades na região da interface abre a possibilidade de formação de espirais magnéticas ou skyrmions planares nesta região. Yi e colaboradores [193] propuseram uma teoria para o efeito Hall anômalo produzido por texturas magnéticas do tipo espiral ou skyrmions. Segundo este modelo, a contribuição do espalhamento por skyrmions a condutividade Hall decresce fortemente com o aumento da temperatura, o que é compatível com a contribuição da interface mostrada na Figura 4.38. Entretanto, a contribuição do efeito Hall anômalo segundo este modelo se acopla à componente da magnetização que varia com o campo externo. Além disso, a formação de uma liga na interface introduz desordem posicional dos átomos magnéticos, dificultando a estabilização de arranjos magnéticos com ordem local, tais como espirais ou skyrmions. Assim, a verificação da compatibilidade das previsões desse modelo aos resultados experimentais na bicamada Co/Pd deve ser feita através de análises mais detalhadas.

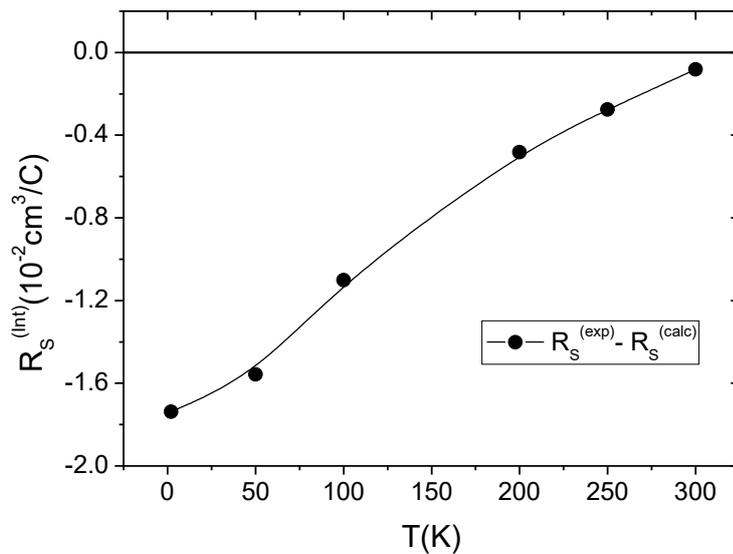


Figura 4.38 – Contribuição da interface ao efeito Hall anômalo da bicamada Co/Pd estimada segundo a Equação (4.17).

#### 4.2.4 – Multicamadas de Co/Pd

A seguir são apresentados os resultados de magnetização, resistividade longitudinal, magnetorresistência e efeito Hall obtidos para uma amostra multicamadas de Co/Pd, na qual foram depositadas vinte camadas intercaladas de Co e Pd sendo que cada camada possui espessura de aproximadamente 7.5 nm.

#### 4.2.4.a – Magnetização no Plano

A magnetização para a amostra multicamada de Co/Pd, medida na configuração onde o campo magnético é aplicado paralelamente ao plano da amostra, é mostrada na Figura 4.39. A magnetização de saturação para essa amostra, obtida dividindo-se o momento magnético total pelo volume das camadas de Co, é  $M_S \approx 680 \text{ emu/cm}^3$ . Este valor é similar ao obtido para a bicamada de Co/Pd apesar de a multicamada possuir maior espessura total de Co. O campo coercivo no plano em 300 K é aproximadamente  $H_C \approx 70 \text{ Oe}$ . Este valor é maior que o encontrado para a amostra de Co e para a bicamada Co/Pd. Este resultado é esperado, uma vez que esta amostra possui mais interfaces e conseqüentemente mais defeitos que as amostras Co-UFSM e Co/Pd. Entretanto, é importante notar que o campo coercivo aumenta mais suavemente, com a diminuição da temperatura, para a multicamada do que para as amostras Co-UFSM e bicamada Co/Pd.

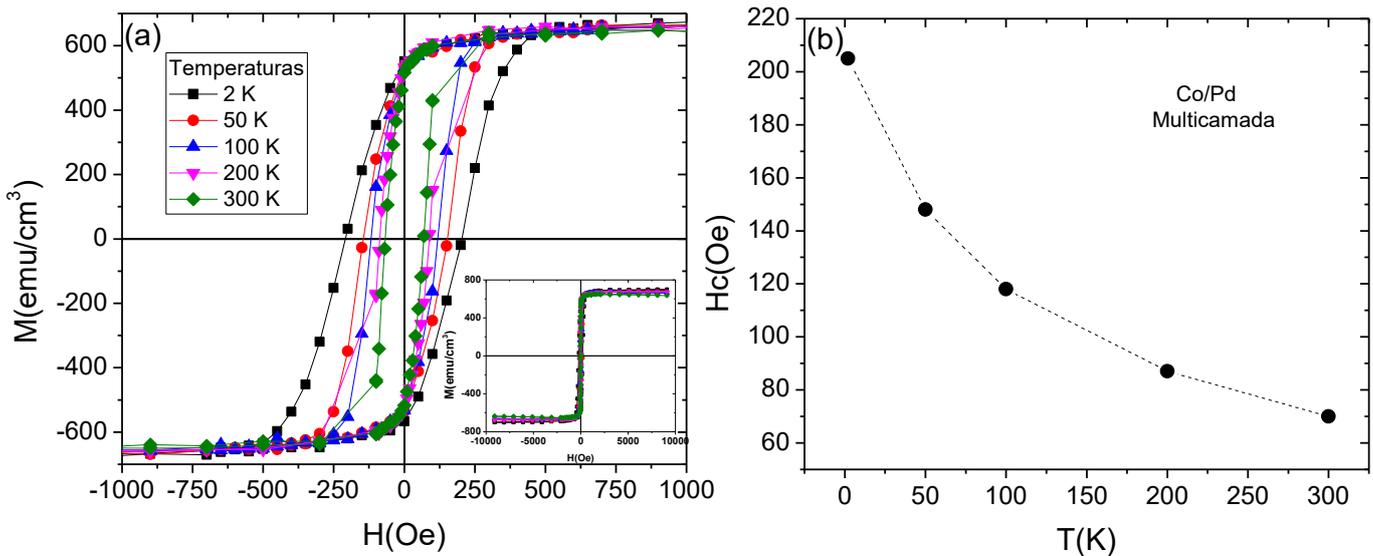


Figura 4.39 – Magnetização em função do campo aplicado na configuração de campo paralelo ao plano do filme multicamada de Co/Pd. O inset mostra resultados no intervalo  $-1 \text{ T} < \mu_0 H < 1 \text{ T}$ . (b) Campo coercivo no plano em função da temperatura (a linha tracejada é um guia para os olhos).

#### 4.2.4.b – Resistividade Longitudinal

Na Figura 4.40 é apresentada a resistividade longitudinal em função da temperatura para um filme multicamadas de Co/Pd.

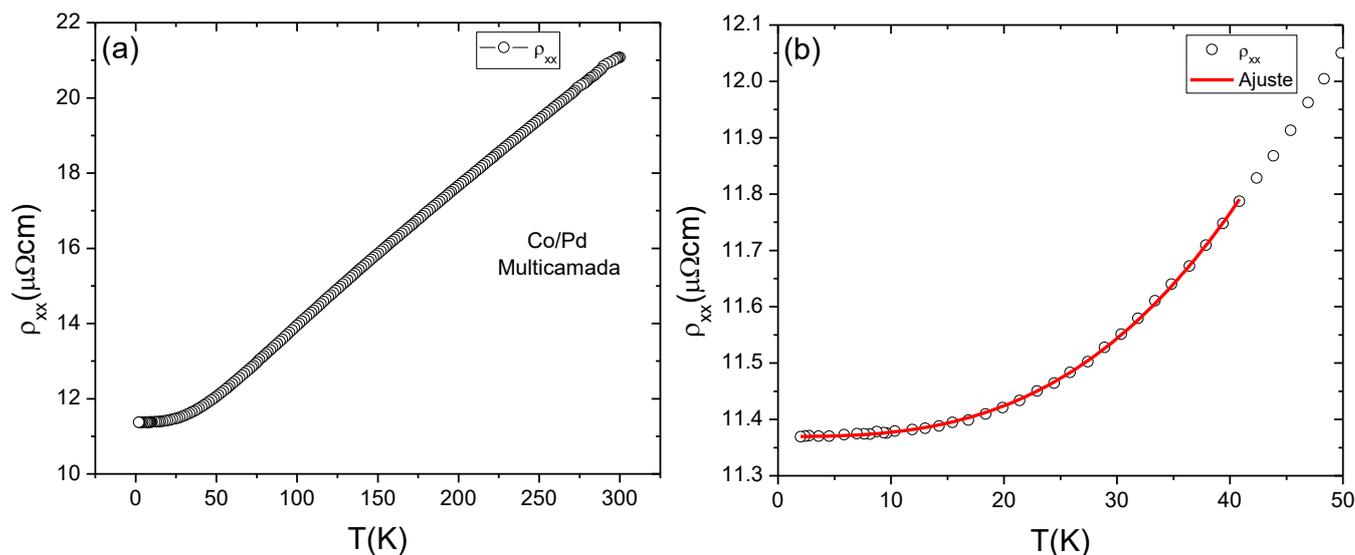


Figura 4.40 – (a) Resistividade elétrica em função da temperatura para um filme multicamada de Co/Pd e (b) comportamento da resistividade em baixas temperaturas.

O comportamento observado em baixa temperatura para essa amostra pode ser descrito pela equação  $\rho = \rho_0 + aT^\beta$ , onde  $\rho_0 = 11.4 \mu\Omega\text{cm}$ ,  $a = 1.1 \times 10^{-5}$  e  $\beta = 2.9$  com  $\rho$  dado em  $\mu\Omega\text{cm}$ . O comportamento da resistividade em baixas temperaturas não difere significativamente daquele apresentado pela bicamada. A resistividade residual, entretanto, é ligeiramente maior na multicamada embora a maior espessura total do filme. Este fato também indica que os efeitos de desordem são mais significativos nas multicamadas em comparação com a bicamada.

#### 4.2.4.c – Magnetorresistência

Na Figura 4.41 são apresentados os resultados de magnetorresistência para as multicamadas de Co/Pd nas temperaturas indicadas.

A magnetorresistência observada para o filme multicamadas de Co/Pd tem valores próximos aqueles obtidos para o filme de Co-UFSM. Entretanto, não se observa o efeito de anisotropia espontânea da resistividade em baixos campos magnéticos. Além disso, a magnetorresistência para essa amostra não satura para as temperaturas acima de 50 K. É também curioso constatar que a variação em temperatura da amplitude da magnetorresistência em campo fixo se assemelha mais a do filme de Co do que a da bicamada Co/Pd. Este fato parece indicar que o efeito de interface é mais marcante na bicamada do que na amostra multicamadas.

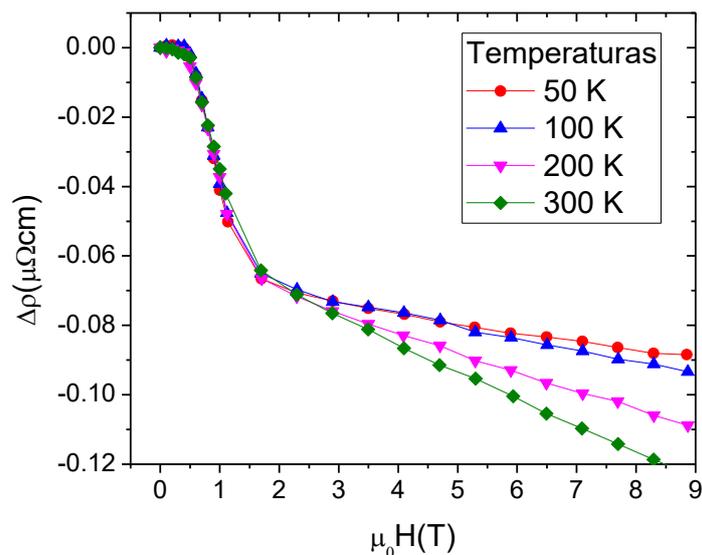


Figura 4.41 – Magnetorresistência para a multicamadas de Co/Pd nas temperaturas entre 50 K e 300 K em função do campo magnético.

#### 4.2.4.d – Efeito Hall

A resistividade Hall medida para o filme multicamadas de Co/Pd em diferentes temperaturas é apresentada na Figura 4.42 (a). O coeficiente Hall ordinário obtido para diferentes temperaturas a partir dos resultados mostrados no painel (a) é mostrado na Figura 4.42 (b).

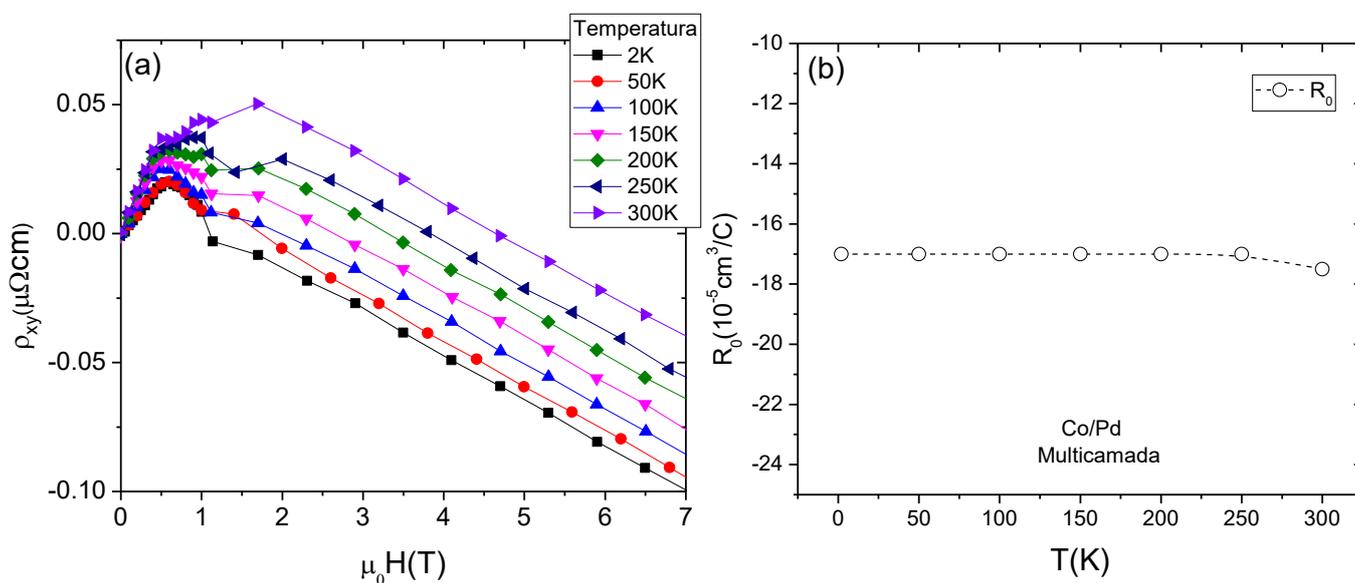


Figura 4.42 – (a) Resistividade Hall em função do campo magnético nas temperaturas entre 2 K e 300 K para a amostra multicamadas de Co/Pd e (b) Coeficiente Hall ordinário em função da temperatura (a linha tracejada é um guia para os olhos).

O valor obtido para  $R_0$  é ainda maior que aquele da bicamada. Este resultado tende a indicar que há pronunciada interdifusão entre as camadas, fazendo com que as regiões de solução sólida tenham forte efeito na condução Hall ordinária.

A Figura 4.43 mostra o coeficiente Hall anômalo em função da temperatura para a multicamada de Co/Pd. Para efeitos de comparação, pode-se observar que o comportamento do coeficiente Hall anômalo da multicamada de Co/Pd em função da temperatura se aproxima da amostra de Co pura e difere significativamente, do ponto de vista quantitativo, do coeficiente  $R_S$  obtido para a bicamada Co/Pd. Este fato mostra que a contribuição da interface para o efeito Hall anômalo é mais pronunciada na bicamada do que na amostra multicamadas. Este efeito é de certa forma paradoxal, e parece indicar que o filme multicamadas é fortemente influenciado pela interdifusão entre as camadas e se comporta como um sistema razoavelmente homogêneo cujas propriedades magnéticas e de magnetotransporte se aproximam daquelas do Co-UFSM.

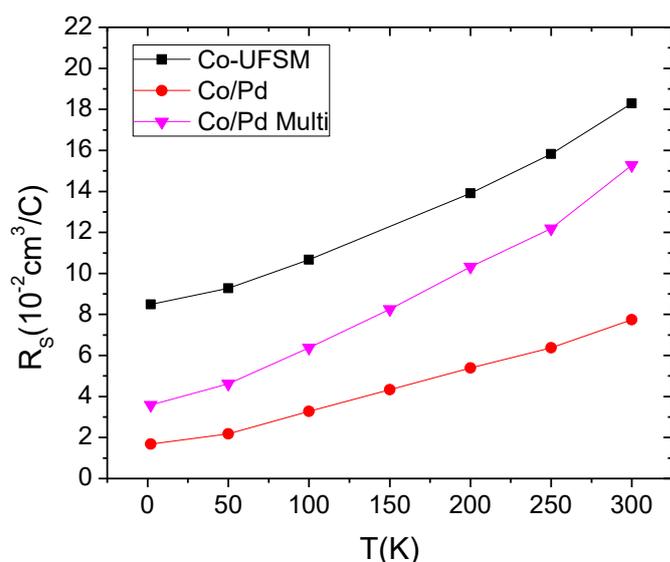


Figura 4.43 – Coeficiente Hall anômalo em função da temperatura para os filmes de Co-UFSM, Co/Pd bi e multicamada.

## **Capítulo 5 – Correlações entre Supercondutividade e Magnetismo em Filmes Finos Heteroestruturas Supercondutor/Isolante/Ferromagneto**

Neste capítulo são apresentados e discutidos os efeitos de correlações entre o estado de vórtices de um filme fino supercondutor e a magnetização de um filme ferromagnético em heteroestruturas do tipo supercondutor/isolante/ferromagneto. Estas correlações são evidenciadas a partir de medidas de magnetização, imageamento por magneto ótica (MOI) e transporte elétrico.

### **5.1 – Medidas de Magnetização, Imageamento Magneto-ótico e Magnetotransporte no Sistema Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24)**

Nesta seção são apresentados os resultados de medidas de magnetização, imageamento por magneto-ótica e transporte elétrico na heteroestrutura Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24), onde os números entre parênteses referem-se à espessura nominal, em nanômetros, de cada filme componente. Parte dos resultados apresentados nesta seção foram publicados na referência [197].

#### *5.1.1 – Medidas de Magnetização na Amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24)*

A geometria da amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24) consiste em um filme de Nb de área de 7 x 7 mm<sup>2</sup> recoberto por uma camada de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> sobre o qual é depositada uma camada retangular de Co com área de aproximadamente 2 x 4 mm<sup>2</sup>. As medidas de magnetização em função do campo foram realizadas em baixas temperaturas, num magnetômetro de SQUID, com o campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do filme.

Os resultados de magnetização em função do campo magnético, Figura 5.1 (a), indicam a ocorrência de instabilidades termomagnéticas (avalanches de fluxo) nas temperaturas de 2 K e 4 K. Nessas temperaturas, a magnetização em função do campo apresenta o comportamento ruidoso característico do regime de avalanches de fluxo [82][90]. Para as temperaturas de 6 K e 8 K o fluxo magnético penetra ou sai da amostra

de forma usual, segundo previsto pelo modelo de estado crítico (regime homogêneo), e o comportamento da magnetização se manifesta nas histereses características dos supercondutores do tipo II com fortes efeitos de “pinning”.

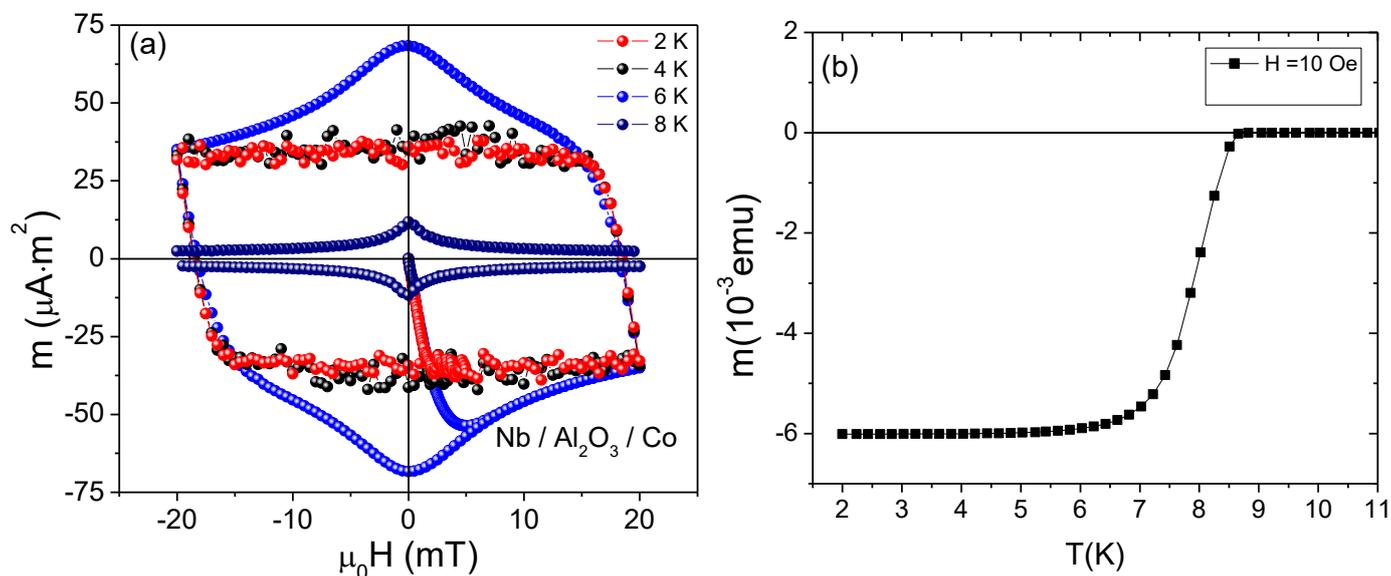


Figura 5.1 – (a) Magnetização em função do campo e (b) momento magnético ZFC em função da temperatura para a amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24).

A Figura 5.1 (b) mostra que a temperatura crítica de transição, quando um campo de 10 Oe é aplicado, é de  $T_c \approx 8.8$  K. Esta temperatura é um pouco menor que a esperada para uma amostra de Nb com a espessura de 200 nm [90]. Esta diminuição do valor de  $T_c$  está associada à presença da camada ferromagnética e é discutida, juntamente com o efeito da aplicação do campo magnético, no Anexo B desta tese.

### 5.1.2 – Medidas de Imageamento por Magneto-ótica na Amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24)

A seguir são apresentados os resultados das medidas de imageamento por magneto ótica (MOI) realizadas na amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24). Tais experimentos visaram a observação dos processos de penetração de vórtices, em particular nas situações onde ocorrem as avalanches de fluxo magnético. Estas medidas foram executadas, em colaboração com o Dr. Fabiano Colauto e Dra. Danusa do Carmo (na época doutoranda). Participei dessas medições quando visitei o Grupo de Supercondutividade e Magnetismo (GSM) da Universidade Federal de São Carlos (UFSCar).

A amostra original teve seu tamanho reduzido, removendo parte da área onde há apenas o filme de Nb, tal como mostra a Figura 5.2. Com isso não foi necessário a aplicação de campos muito altos para que as avalanches ocorram, podendo assim ser utilizada uma fonte de corrente menos ruidosa. Além do mais foi possível utilizar um filme indicador de menor área, o qual possui maior sensibilidade. A Figura 5.2 apresenta uma representação de como a amostra foi cortada.

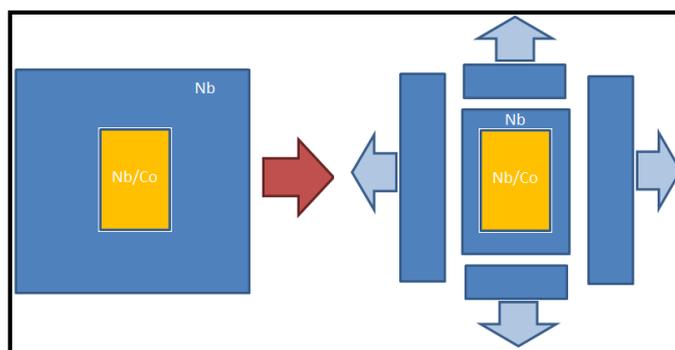


Figura 5.2 – Representação das partes retiradas da amostra para realização das medidas de MOI.

As imagens a seguir foram realizadas com uma ampliação ótica de 50X. Nesse processo a amostra foi resfriada na ausência de campo até  $T = 2.5$  K. Nesta temperatura, o campo magnético foi aplicado perpendicularmente ao plano do filme e aumentado sequencialmente de 10 Oe em cada passo até atingir 60 Oe. As imagens foram obtidas para todos os valores fixados de campo entre 10 e 60 Oe. Observa-se claramente o fenômeno de penetração de fluxo magnético na amostra através de processos de não-equilíbrio. Estes processos dão origem às avalanches de fluxo que assumem a forma de dendritos. A densidade e extensão espacial atingida pelas avalanches aumenta com o aumento do campo. Observa-se que não há recobrimento ou cruzamento dos dendritos mesmo nos campos aplicados mais altos, quando sua densidade se torna elevada.

Os resultados da Figura 5.3 mostram a ocorrência de um aumento substancial no número de avalanches na medida em que o campo magnético é aumentado sem prejuízo às avalanches que já haviam sido formadas. Os “zig-zags” que aparecem na Figura 5.3 são devidos à distribuição de domínios magnéticos do filme indicador. Também pode ser observado que a camada de Co (região delimitada pela linha tracejada) parece não interferir na dinâmica das avalanches. Esse efeito sugere que, se são produzidas correntes de Foucault na camada de Co, essas correntes são muito fracas para produzir algum desvio ou bloqueio das avalanches que avançam para a região recoberta com o filme

ferromagnético. Esse efeito é esperado, uma vez que a espessura da camada ferromagnética é muito pequena, 24 nm [98][99].

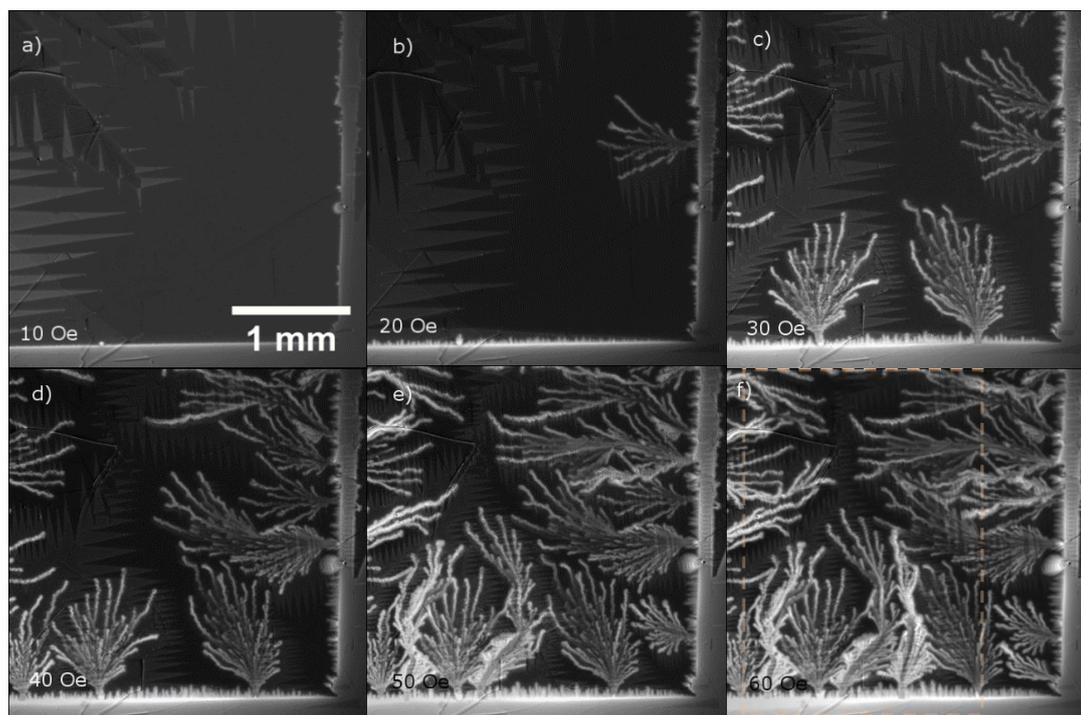


Figura 5.3 – Imagens obtidas na isoterma de  $T = 2.5$  K com campo magnético aplicado de a) 10 Oe b) 20 Oe c) 30 Oe d) 40 Oe e) 50 Oe e f) 60 Oe. A linha tracejada demarca a posição da camada de Co.

A seguir são apresentados os resultados onde, após se atingir o estado da Figura 5.3 (f), o campo de 60 Oe é desligado e a temperatura é gradualmente aumentada de 2.5 K até 10 K.

Pode-se observar na Figura 5.4 que a remoção do campo não apaga as avalanches de fluxo. Na medida em que a temperatura é aumentada, a largura das avalanches aumenta até a temperatura de 7 K (painel (d)). Nesta temperatura e acima são detectados sinais das avalanches apenas na região recoberta pela camada de Co. As imagens obtidas em  $T = 7$  K e acima mostram ramificações deixadas pelas avalanches de fluxo que ficam gravadas na camada de cobalto. Ou seja, as avalanches de fluxo geram uma textura magnética que fica impressa no filme de Co. Essa textura magnética é composta de componentes da magnetização que apontam para fora do plano do filme (regiões brancas) e para dentro do plano do filme (regiões escuras). Tais texturas com magnetização perpendicular são separadas por uma região cinza onde a magnetização encontra-se no plano. As correlações entre as avalanches de fluxo e a textura magnética impressa na camada de Co são discutidas na seção 5.2, onde são utilizados procedimentos mais

apropriados para descrever a estrutura interna das texturas induzidas pelas avalanches de fluxo.

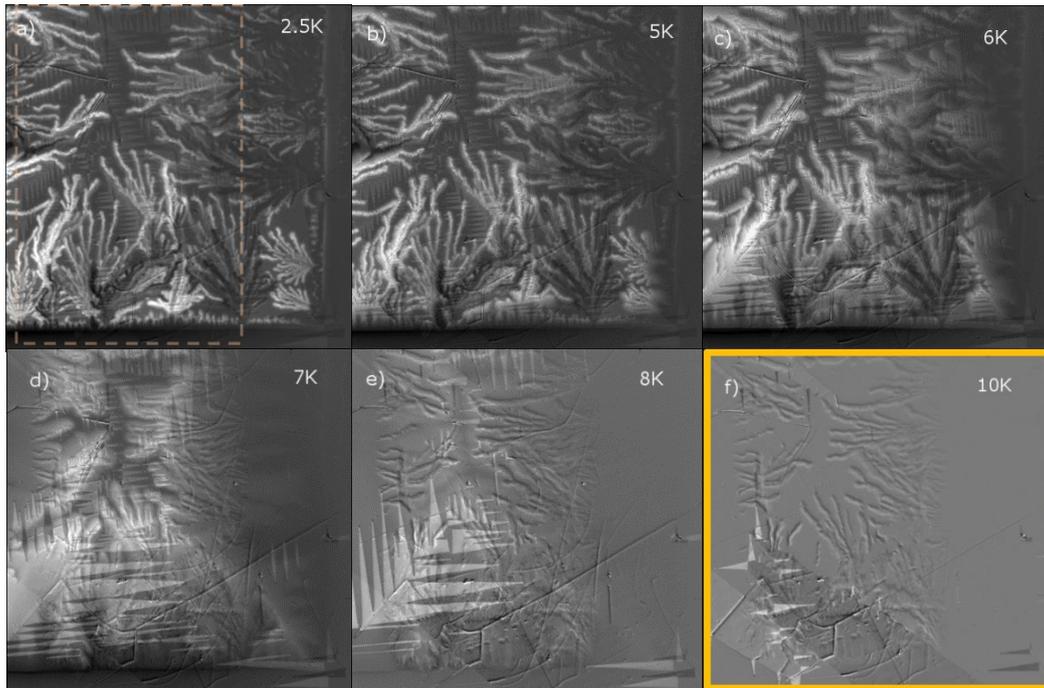


Figura 5.4 – Imagens obtidas após se desligar o campo magnético de 60 Oe (ver Figura 5.3 (f)), nas temperaturas de (a) 2.5 K, (b) 5 K, (c) 6 K, (d) 7 K, (e) 8 K e (f) 10 K.

A textura magnética na camada de Co mantém-se estável até temperatura ambiente.

A Figura 5.5 apresenta imagens magneto-ópticas obtidas em  $T = 300$  K. Além disso, a sequência de imagens apresenta o método utilizado para evidenciar a magnetização da camada ferromagnética. Este método consiste em subtrair a imagem da camada magnetizada, Figura 5.4 (a), da camada desmagnetizada, Figura 5.4 (b), obtendo-se assim a Figura 5.4 (c). Neste painel, a imagem mostrada refere-se à textura magnética impressa no filme de Co pelas avalanches de fluxo que penetram o filme adjacente de Nb pelas bordas. O painel (d) apresenta uma figura de nível para a magnetização, onde as cores vermelha (azul) representam magnetização apontando para fora(dentro) do plano.

A Figura 5.5 mostra que, mesmo para a temperatura de 300 K, ainda existe um padrão de magnetização induzido pelas avalanches de fluxo em baixas temperaturas, ressaltando o quão robusta é a textura magnética induzida.

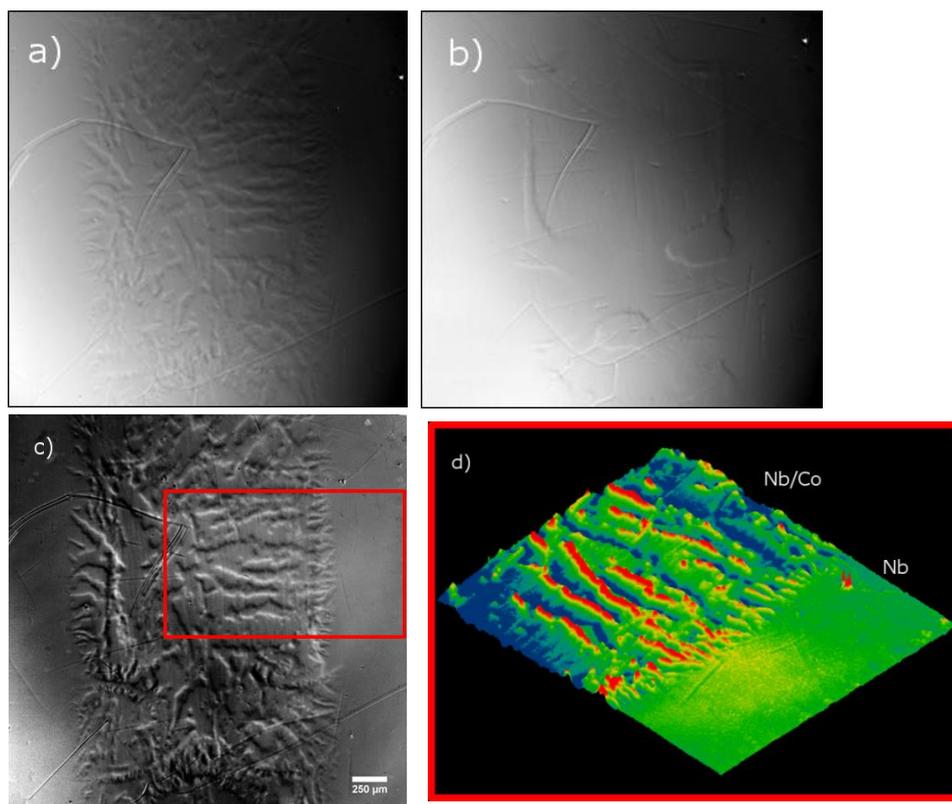


Figura 5.5 – Imagens magneto óticas obtidas em  $T = 300\text{K}$  (a) antes de desmagnetizar a amostra (b) depois de desmagnetizá-la. (c) Imagem obtida a partir da diferença entre (a) e (b). (d) Figura de nível da interface entre o Nb e o Nb/Co.

Após a sequência da Figura 5.4, foram realizados experimentos de MOI nas temperaturas de 6 K e 8 K onde não são detectadas avalanches por meio de medidas de magnetização (veja Figura 5.1). Estas medidas são apresentadas na Figura 5.6.

Nas temperaturas indicadas na Figura 5.6, a penetração de fluxo magnético no filme de Nb se dá na forma de um gradiente homogêneo, conforme prediz o modelo de estado crítico. Porém, a penetração é inhomogênea na região onde há a bicamada de Nb/Co. Isto ocorre devido à presença da textura magnética previamente gerada, a qual interfere na disposição e nucleação dos vórtices produzidos no supercondutor. Este efeito também será tratado em mais detalhes na seção 5.2.

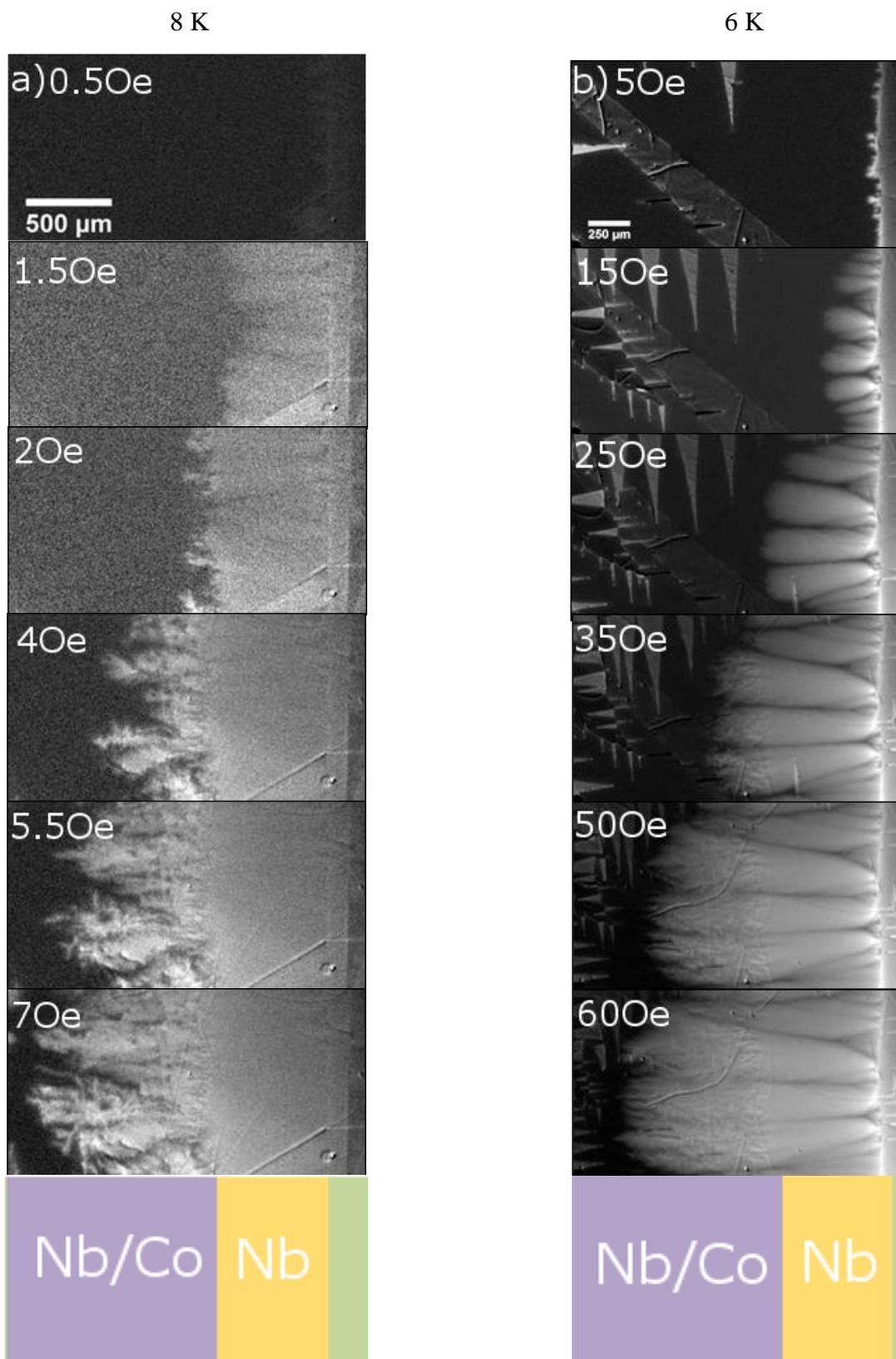


Figura 5.6 – a) Isotermas de  $T = 8\text{K}$  e b)  $T = 6\text{K}$  nos campos descritos nas imagens. Na base da sequência de imagens são representadas a região do filme de Nb (sem recobrimento) e a região recoberta com o filme de Co.

### 5.1.3 – Magnetotransporte na Amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24)

A seguir são apresentadas as medidas de resistividade elétrica, magnetorresistência e resistividade Hall para a heteroestrutura Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24). Estas medidas foram realizadas no CBPF em um PPMS Dynacool, gentilmente cedido pelo grupo da Dra. Elisa Saitovich e do Dr. Eduardo Bittar.

#### 5.1.3.a – Resistividade longitudinal

A Figura 5.7 apresenta a resistividade longitudinal em função da temperatura para a amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24). Tal como descrito no Capítulo 3, os contatos elétricos são colocados no filme de Co, que é eletricamente isolado do Nb pela camada isolante de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

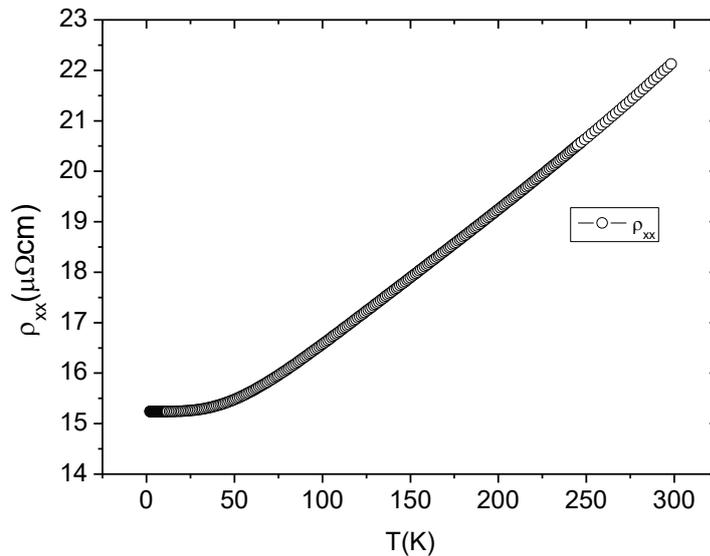


Figura 5.7 – Resistividade longitudinal da amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24) em função da temperatura.

Pode-se notar, na Figura 5.7, que o resultado, como esperado, corresponde à resistividade de um filme de Co puro eletricamente isolado da camada de Nb [60][70]. Além disso, a resistividade residual,  $\rho_0 = 15,2$   $\mu\Omega\text{cm}$ , e o comportamento da resistividade ideal em função da temperatura estão muito próximos à resistividade encontrada para a amostra de Co pura com esta espessura estudada na seção 4.1.1.b do capítulo 4. Este resultado é importante, uma vez que indica a ótima qualidade da camada de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> como isolante elétrico.

### 5.1.3.b – Magnetorresistência

Na Figura 5.8 são apresentados resultados de magnetorresistência em função do campo em diferentes temperaturas fixas. Estes resultados foram obtidos usando a técnica que aplica um incremento uniforme ao campo. Neste método, o campo magnético é estabilizado a cada medida seguindo rigorosamente o incremento estabelecido pela rotina de programação feita pelo usuário. Este método mostrou-se bastante eficaz para detectar mudanças sutis na resistividade elétrica. O único inconveniente nesse tipo de medida é longo tempo necessário para sua realização.

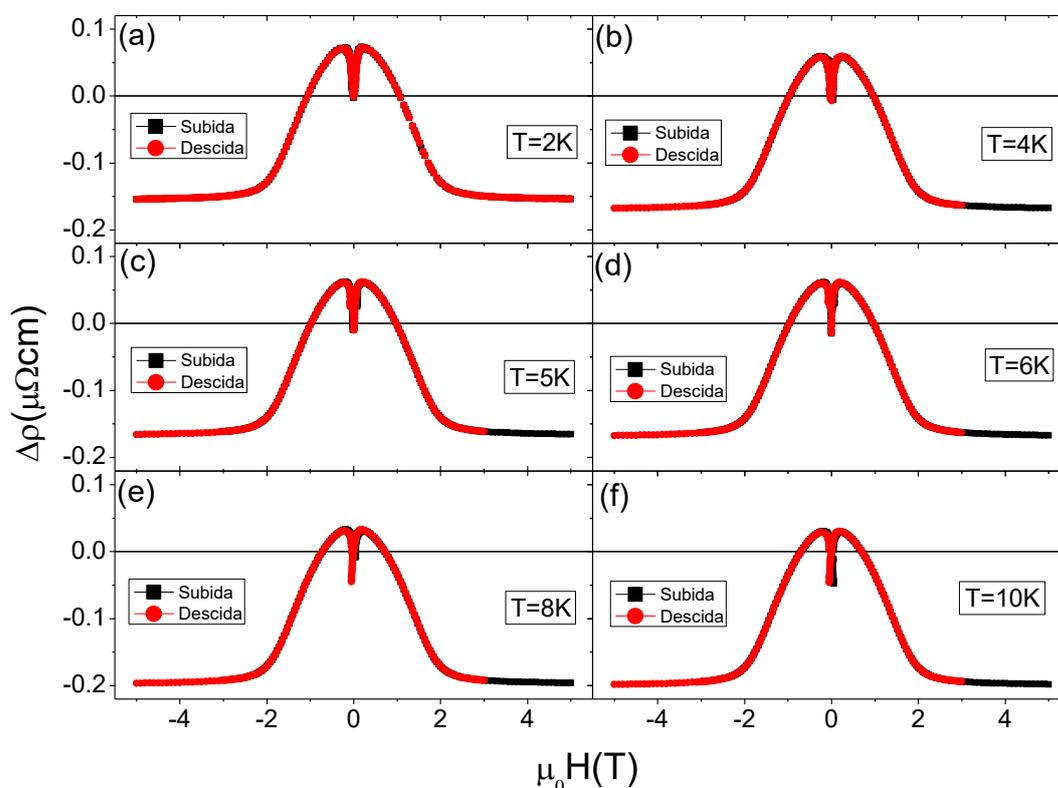


Figura 5.8 – Magnetorresistência em função do campo magnético para as temperaturas de (a) 2 K, (b) 4 K, (c) 5 K, (d) 6 K, (e) 8 K e (f) 10 K.

O comportamento global da magnetorresistência observado na Figura 5.8 é o esperado para um filme fino policristalino de Co [60][64][70][169]. Os resultados mostrados são praticamente idênticos ao da amostra pura de Co estudada na seção 4.1.1. A magnetorresistência é positiva em baixos campos aplicados, passa por um máximo e torna-se negativa em razão da supressão da desordem de spin. Este efeito estabiliza no mesmo campo em que a magnetização alcança o valor de saturação. O comportamento

não-usual desta amostra ocorre no limite de baixas temperaturas e baixos campos aplicados, como é possível observar na Figura 5.9.

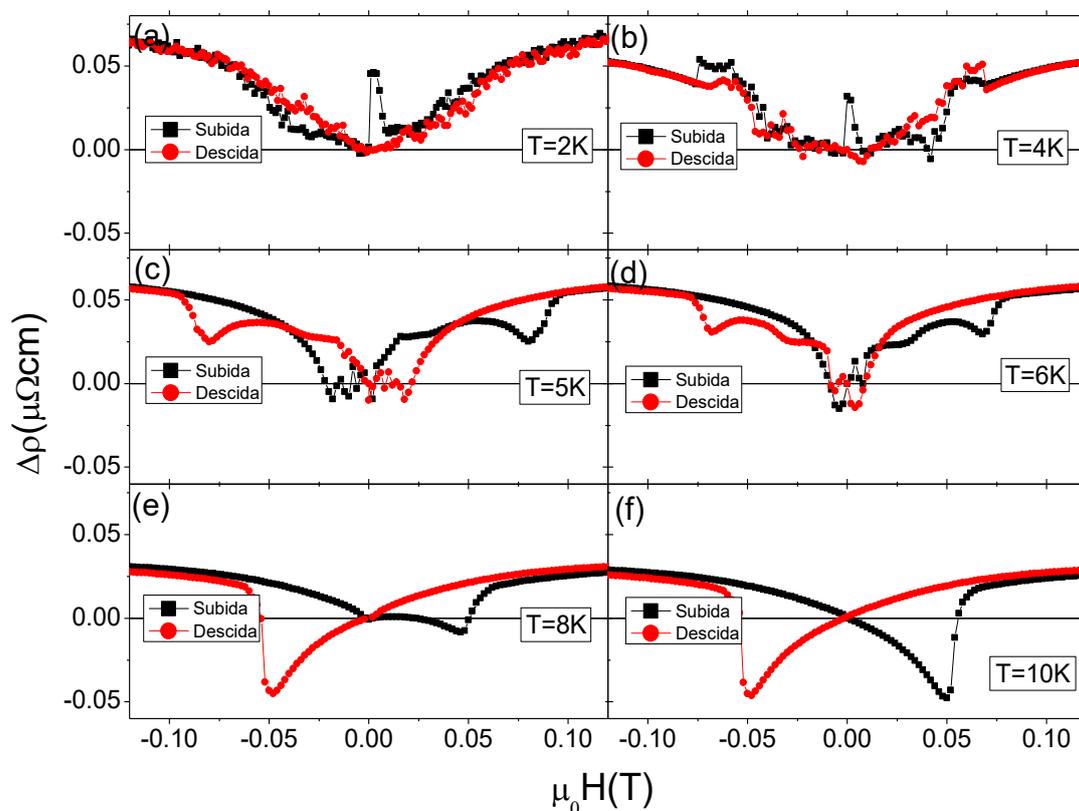


Figura 5.9 – Magnetorresistência em baixo campo para as temperaturas de (a) 2 K, (b) 4 K, (c) 5 K, (d) 6 K, (e) 8 K e (f) 10 K. As indicações subida e descida referem-se ao incremento e decréscimo de campo magnético, respectivamente.

É importante citar que o procedimento adotado para a obtenção destes resultados consiste no seguinte: (i) fixa-se a temperatura; (ii) varia-se o campo aplicado; perpendicularmente ao plano do filme, entre 0 e 5 T (curva virgem); (iii) a partir de  $\mu_0H = 5$  T o campo é variado continuamente até  $\mu_0H = -5$  T (procedimento de descida); (iv) a partir de  $\mu_0H = -5$  T, o campo é variado até  $\mu_0H = 0$  T (procedimento de subida). Com exceção de algumas características em campos muito baixos, verifica-se que a curva virgem é simétrica à curva obtida no procedimento de descida para campos de sinal oposto. Assim, representa-se a curva virgem com o mesmo símbolo empregado para especificar os pontos obtidos no procedimento de subida. Características específicas e notáveis da curva virgem são observadas apenas nas temperaturas  $T = 2$  K e  $T = 4$  K. Nestes casos observa-se um máximo agudo na magnetorresistência com largura inferior a  $\mu_0H = 0.01$  T nas vizinhanças de  $\mu_0H = 0$  T. Este efeito não é relacionado ao máximo

mais largo, centrado em  $\mu_0 H = 0.2$  T, que se deve à competição entre a anisotropia espontânea da resistividade, que produz magnetorresistência positiva, e o efeito da supressão da desordem de spin, que domina em altos campos e produz magnetorresistência negativa.

Nota-se na Figura 5.9 que a magnetorresistência em baixo campo mostra comportamento dependente do regime de vórtices no estado superconductor. Nas temperaturas de 2 K e 4 K, onde ocorrem as avalanches de fluxo no superconductor (ver a Figura 5.1 (a)), a magnetorresistência apresenta um comportamento ruidoso e praticamente não apresenta histerese com a ciclagem magnética. Este comportamento ruidoso, provavelmente, se relaciona com a entrada de fluxo magnético na amostra na forma de avalanches. Estas são extremamente rápidas, [91] provocando picos de tensão induzida que se manifestam nas medidas de transporte elétrico. O comportamento ruidoso se estende até um campo limite, que é definido como  $\mu_0 H_t$ . Este campo delimita a região de instabilidades em que o fluxo penetra na forma de avalanches. A dependência de  $H_t$  com a temperatura será apresentada juntamente com os dados de resistividade Hall. Nas temperaturas  $T = 5$  K e  $T = 6$  K, na região de mais baixo campo, a magnetorresistência apresenta o caráter ruidoso devido à entrada e saída inhomogênea de fluxo magnético, similar aos resultados dos painéis (a) e (b). Porém, de forma geral, o comportamento da magnetorresistência em  $T = 5$  K e  $T = 6$  K é fortemente histerética e mostra uma curiosa estrutura, que lembra a magnetorresistência de filmes nanoestruturados de metais ferromagnéticos recobertos por um superconductor [28][147][148]. Neste tipo de sistema, os mínimos observados na magnetorresistência, em posições simétricas de campo, estão associados a um efeito de correspondência (“matching”) entre a nanoestrutura e a separação entre os vórtices do superconductor[28][147][148].

As Figuras 5.9 (c) e (d) apresentam diversos “kinks” na forma de mínimos locais que se manifestam nas medidas de resistividade em posições simétricas nos ramos de campo positivo e negativo. Na temperatura de  $T = 5$  K parece haver um quadrupletto, com anomalias em  $H \approx \pm 180$  Oe e  $H \approx \pm 800$  Oe, enquanto que na temperatura  $T = 6$  K, há um sexteto com anomalias em  $H \approx \pm 100$  Oe,  $H \approx \pm 300$  Oe e  $H \approx \pm 700$  Oe. A origem destas anomalias não é conhecida, mas deve se relacionar ao processo de magnetização da camada de Co em interação com a camada supercondutora. Uma possível explicação para esses mínimos é decorrente das posições dos vórtices que maximizam o aprisionamento. Por exemplo, na temperatura  $T = 6$  K, o mínimo da resistividade no campo de  $H \approx \pm 300$  Oe estaria associado a uma distância entre os vórtices da ordem de

0.3  $\mu\text{m}$ . Este valor corresponde a largura típica de uma parede de domínio para um filme de Co com espessura similar [194][195]. Neste sentido, se poderia admitir que para a temperatura de 6 K a configuração de vórtices que maximiza o aprisionamento, e causa um mínimo na resistividade, é aquela onde a distância entre os vórtices é da ordem do tamanho da largura da parede de domínio. Provavelmente, a anomalia que se manifesta nos campos mais altos deve-se ao campo coercivo. Esta interpretação torna-se aceitável em razão dos resultados obtidos na temperatura de 8 K. Na temperatura de  $T = 8$  K (painel (e)), onde o comportamento esperado para a magnetorresistência de um filme de Co é restaurado após a amostra ter sido levada a saturação. Para a temperatura de  $T = 10$  K o comportamento usual para o Co é totalmente restaurado e a histerese magnética é delimitada pelos mínimos na magnetorresistência em  $H \approx \pm 500$  Oe correspondente ao campo coercivo.

### 5.1.3.c – Efeito Hall

A Figura 5.10 apresenta as medidas de resistividade Hall na amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24) em baixas temperaturas e baixos campos aplicados.

Assim como a magnetorresistência, a resistividade Hall nas temperaturas entre 2 K e 6 K é ruidosa em baixos campos magnéticos. O intervalo de campos em que o comportamento ruidoso se manifesta, que está relacionado ao campo limite  $\mu_0 H_t$ , diminui conforme a temperatura aumenta. O diagrama da Figura 5.11 mostra o campo limite em função da temperatura. A linha  $\mu_0 H_t(T)$  representa o limite superior da região do diagrama  $H \times T$  em que as instabilidades termo-magnéticas caracterizam a penetração de fluxo magnético na heteroestrutura Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24).

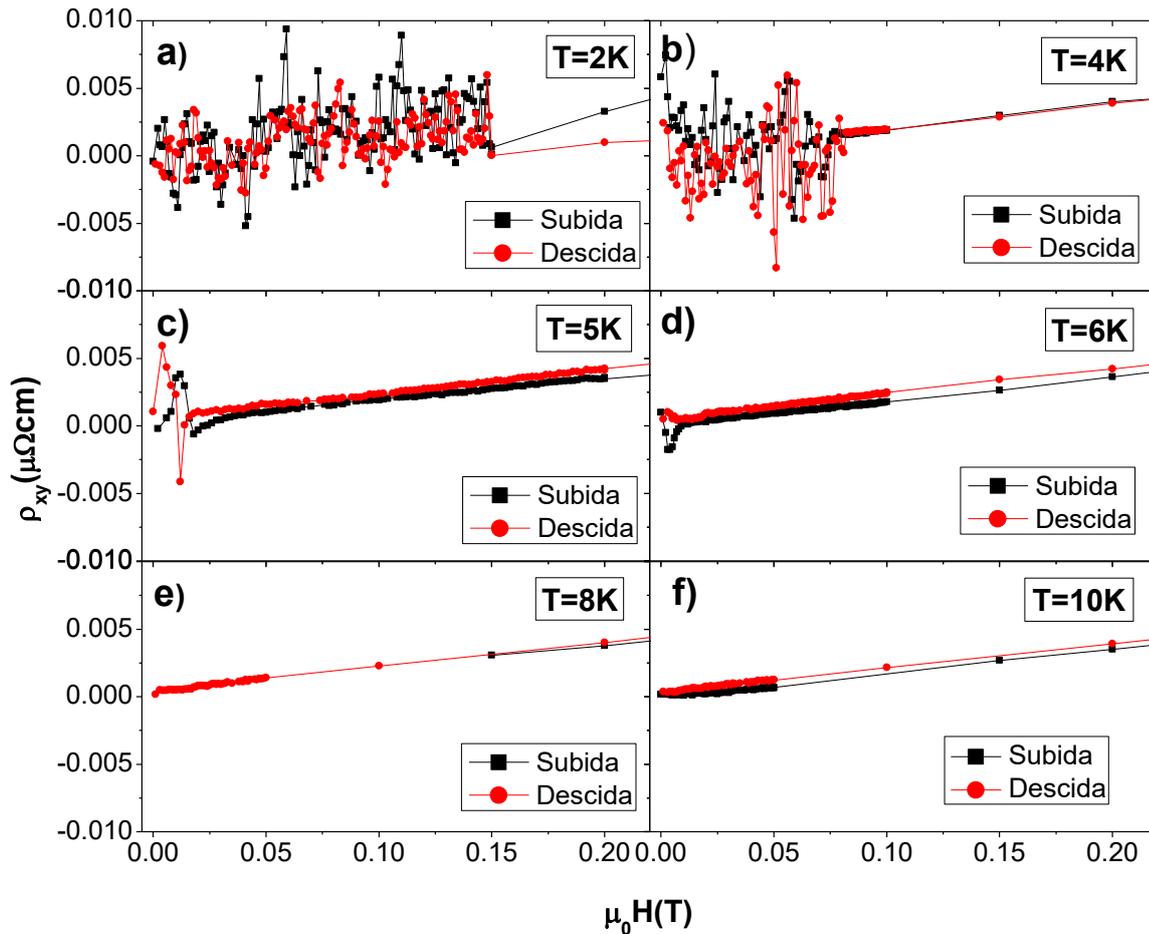


Figura 5.10 – Resistividade Hall em baixo campo para as temperaturas de (a) 2 K, (b) 4 K, (c) 5 K, (d) 6 K, (e) 8 K e (f) 10 K.

A coincidência nos limites do comportamento ruidoso da magnetorresistência e da resistividade Hall em baixas temperaturas tal como apresentado no diagrama da Figura 5.11, indica que essas quantidades estão intimamente associadas à dinâmica de fluxo magnético no supercondutor. No domínio onde ocorrem avalanches de fluxo magnético em filmes de Nb (ver seção 1.2.1.1) a magnetorresistência e a resistividade Hall da heteroestrutura estudada apresentam um comportamento ruidoso. É importante notar que uma estrutura de filmes como a estudada é capaz de detectar de forma relativamente simples as avalanches de fluxo anteriormente detectadas por métodos mais sofisticados [91][196]. Logo, pode-se prever que uma heteroestrutura similar a nossa, onde o ferromagneto é substituído por um metal normal, pode ser uma boa alternativa para estudos futuros da dinâmica das avalanches de fluxo num filme supercondutor.

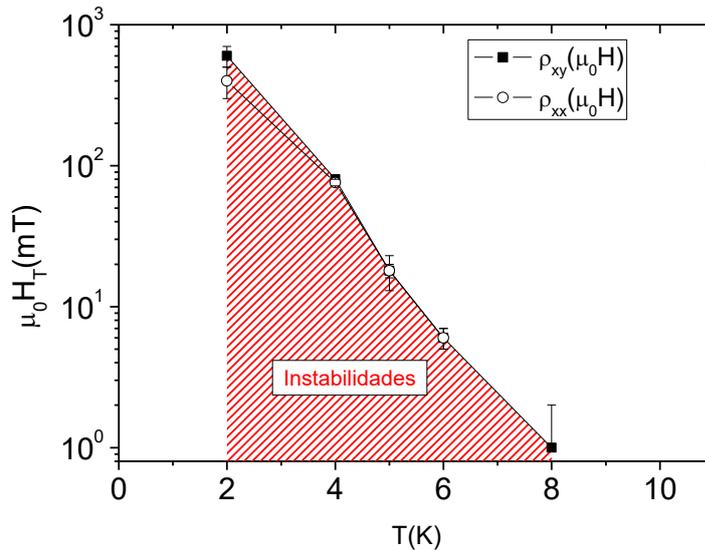


Figura 5.11 – Diagrama  $H$  versus  $T$  para o limite superior de observação do sinal ruidoso na resistividade Hall (quadrados preenchidos) e na magnetorresistência (círculos vazados). A região hachurada define o domínio em que o fluxo penetra na forma de avalanches na amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24).

Os resultados obtidos para a resistividade Hall no regime de altos campos, bem como o coeficiente Hall ordinário obtido destas medidas são apresentados nas Figuras 5.12 (a) e (b), respectivamente.

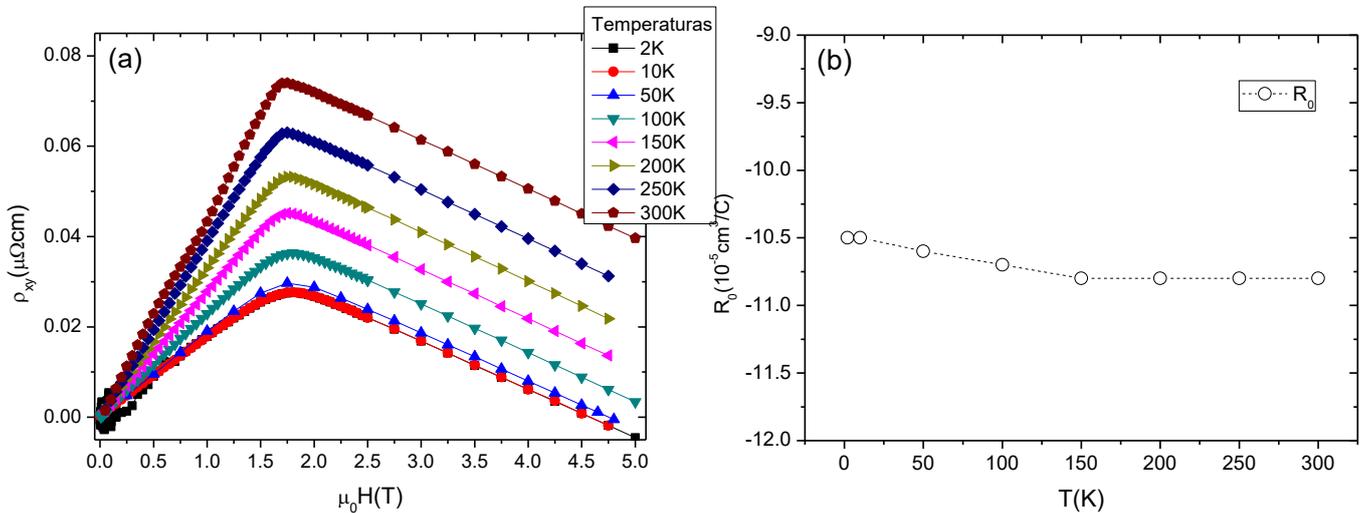


Figura 5.12 – (a) Resistividade Hall em função do campo e (b) coeficiente Hall ordinário para diversas temperaturas entre 2 K e 300 K (a linha pontilhada é um guia para os olhos).

O comportamento global característico de  $\rho_{xy}(H)$  para o cobalto na forma de filme fino é observado na Figura 5.12 (a) (para comparação veja a Figura 4.4 do capítulo 4). O valor do coeficiente de Hall ordinário em temperaturas próximas de 300 K, (painel

(b) da Figura 5.12) é  $R_0 = -10.8 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{C}$ . Isto indica que a condução é feita por elétrons e a densidade de portadores calculada, considerando a validade do modelo de condução por banda única, é  $n_e = 5.8 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ . Este valor é ligeiramente menor que o obtido para o filme Co-UFRGS, estudado no capítulo 4. A contribuição anômala à resistividade Hall, extrapolada para  $H = 0$ , em função da temperatura é mostrada na Figura 5.13 (a), enquanto que esta quantidade plotada em função da resistividade longitudinal  $\rho_{xx}(T)$  é mostrada no painel (b) da Figura 5.13.

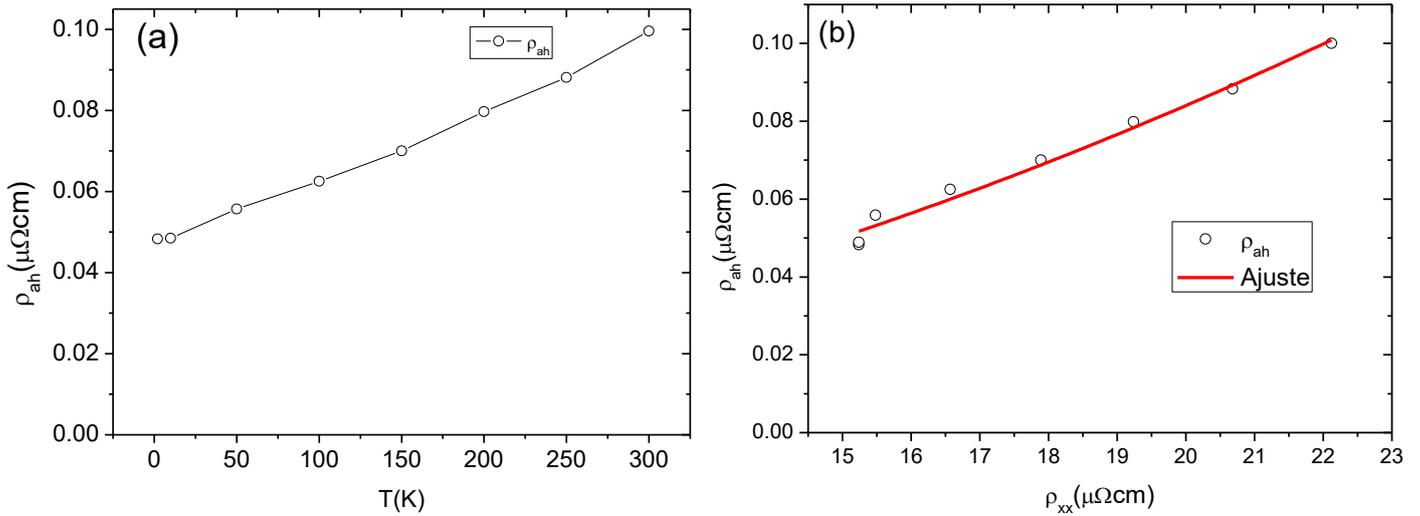


Figura 5.13 – (a) Resistividade Hall anômala em função da temperatura, para temperaturas entre 2 K e 300 K. (b) Resistividade Hall anômala em função da resistividade longitudinal.

O ajuste empregado para a resistividade Hall anômala é baseado na expressão  $\rho_{ah} = A\rho_{xx} + B\rho_{xx}^2$ . Os parâmetros encontrados são  $A = 0.8 \times 10^{-3}$  e  $B = 169$  (os valores das constantes são tais que  $\rho_{ah}$  é dado em  $\Omega\text{cm}$ ) Esses parâmetros não são diretamente comparáveis com os obtidos para a amostra de Co do capítulo 4, uma vez que não foram feitas medidas de magnetização em função do campo na orientação planar para diferentes temperaturas na heteroestrutura. Entretanto, cabe salientar que os valores encontrados para  $A$  e  $B$  estão de acordo com os reportados na literatura para amostras similares [60][70]. O ajuste obtido indica que a resistividade Hall anômala é descrita pelos termos de “skew-scattering” e intrínseco [60].

É importante notar que, apesar dos comportamentos característicos em baixos campos nas temperaturas correspondentes à fase supercondutora do Nb (efeitos estes associados à correlação entre as texturas magnéticas induzidas e o regime de fluxo no supercondutor), o comportamento global tanto da magnetorresistência quanto do efeito

Hall são correspondentes ao de um filme policristalino de Co com espessura similar [60][70][169].

## 5.2 – Medidas de MOI no Filme Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(20)

Para melhor compreender o efeito das avalanches de fluxo na textura magnética induzida na camada ferromagnética das heteroestruturas estudadas, foram feitos experimentos suplementares de MOI numa amostra do sistema híbrido Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(20) (o número em parênteses representa a espessura das camadas em nanômetros). Esta amostra possui estrutura similar à amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24) porém, com menores espessuras das camadas isolante e ferromagnética. Além disso, a área recoberta pela camada ferromagnética é maior, medindo cerca de 2x6 mm<sup>2</sup>. Para facilidade de notação esta amostra será denominada de Nb/Co(20).

### 5.2.1 – Penetração Homogênea de Fluxo Magnético

A primeira medida de MOI na amostra Nb/Co(20) foi realizada em  $T = 8$  K, com a amostra ainda não magnetizada. Assim, é possível estabelecer uma correlação entre a entrada homogênea de fluxo e a magnetização inicial da camada ferromagnética. A Figura 5.14 apresenta as imagens obtidas na isoterma de  $T = 8$  K para os campos magnéticos aplicados de 7 Oe, 9 Oe e 18 Oe. Essas imagens, e todas as demais mostradas, foram obtidas após subtração da imagem obtida na presença de campo da imagem obtida em campo nulo melhorando desta forma o contraste da imagem final (o procedimento de subtração de imagens está descrito na seção 5.1).

O retângulo claro na Figura 5.14 demarca a camada ferromagnética. Pode-se observar que o fluxo magnético permanece homogêneo ao penetrar a camada magnética. Esse efeito ocorre quando a camada magnética não é previamente magnetizada. A maior penetração de fluxo ocorre na região próxima à borda do filme de Nb. As inhomogeneidades remanescentes na distribuição de fluxo podem ser originadas pelo desalinhamento do filme magnético com a borda do dispositivo.

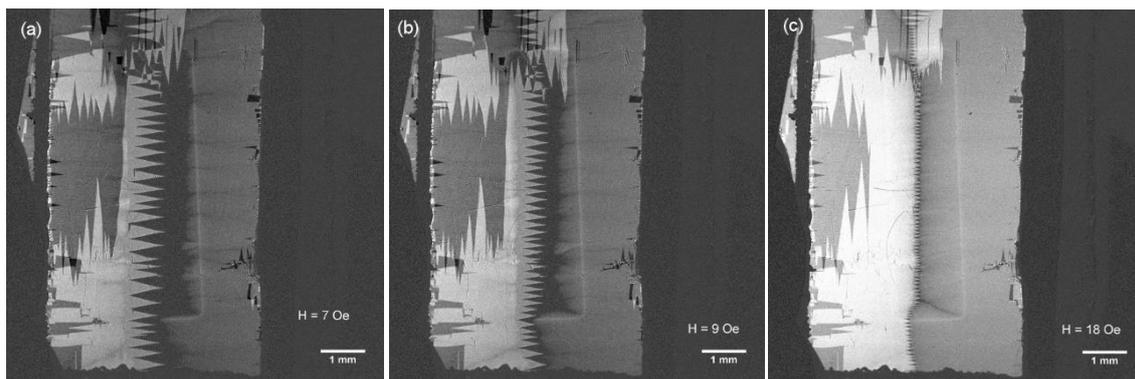


Figura 5.14 – Isotermas MOI em  $T = 8$  K com os campos magnéticos aplicados de (a)  $H = 7$  Oe, (b)  $H = 9$  Oe e (c)  $H = 18$  Oe. As estruturas em dente de serra provêm dos domínios do filme indicador.

### 5.2.2 – Penetração de Fluxo na Forma de Avalanches

Após o procedimento em  $T = 8$  K, a amostra foi resfriada a  $T = 2.5$  K, que está no intervalo de temperaturas em que instabilidades termomagnéticas são observadas no filme de Nb. Com a amostra em  $T = 2.5$  K aplicamos “steps” sucessivos de campos desde  $H = 0$  até  $H = 46.5$  Oe. Este campo foi mantido e a amostra foi levada a temperatura de 15 K, no qual o campo magnético foi retirado. Este procedimento foi utilizado para que a magnetização induzida se deva apenas às avalanches geradas por um campo positivo. Segundo a convenção que adotamos, campo positivo é aquele que aponta para fora do plano do filme e campo negativo é aquele que aponta para dentro, em direção ao substrato. A Figura 5.15 (a) mostra o padrão de avalanches na amostra em  $T = 2.5$  K e  $H = 46.5$  Oe, enquanto que o painel (b) da Figura 5.15 mostra uma ampliação na região de fronteira entre o filme de Nb e a região recoberta com Co.

A Figura 5.15 (a) mostra que as avalanches de fluxo não sofrem desvios significativos nem tampouco são atenuadas, pelo menos significativamente, ao atravessar a fronteira onde há o filme de Co (região delimitada pela linha amarela tracejada na Figura 5.15 (b)). Essa constatação indica que as correntes de Foucault induzidas na camada ferromagnética devido à variação de fluxo provocada pela avalanche são irrelevantes. Isto se deve provavelmente à pequena espessura da camada ferromagnética [99].

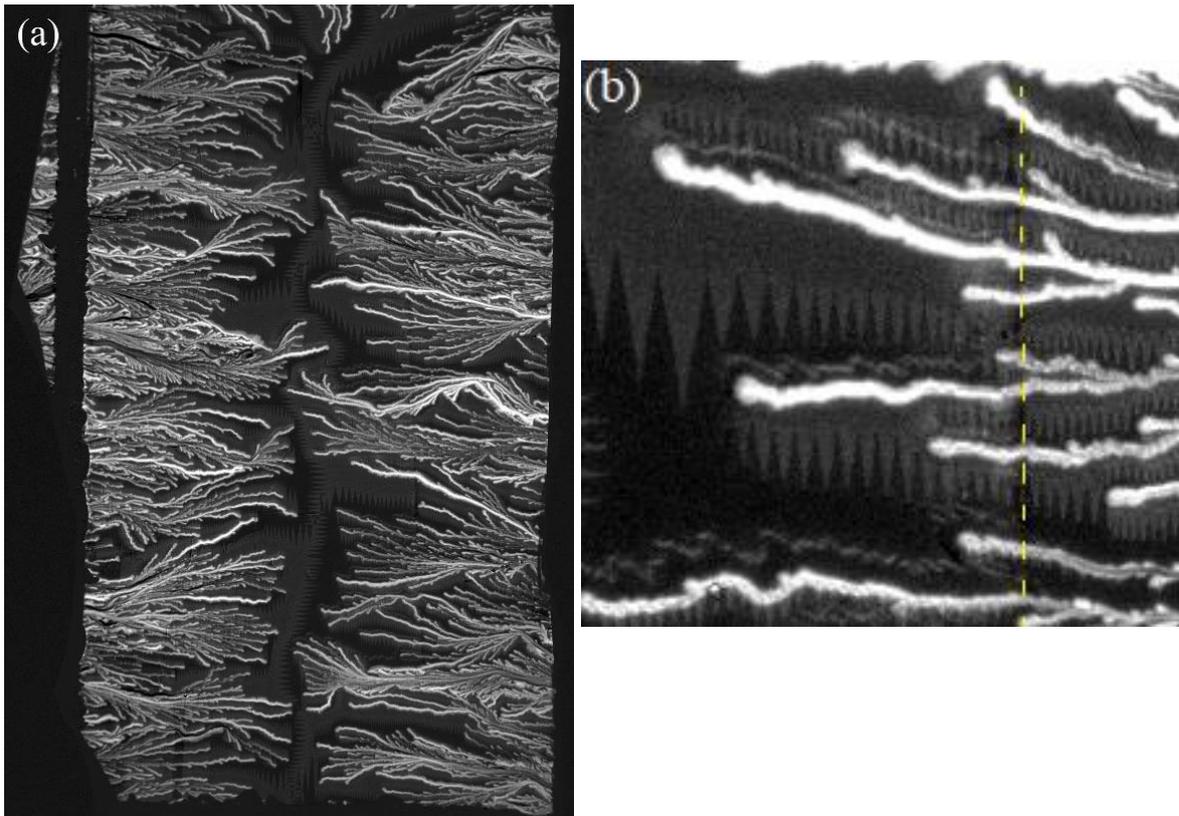


Figura 5.15 - Imagem em  $T = 2.5$  K e  $H = 46.5$  Oe. (a) Visão geral do filme como um todo e (b) ampliação da região de fronteira com a camada ferromagnética, que se encontra à esquerda da linha tracejada.

Pode-se notar de antemão que há uma textura magnética lateral à avalanche que acompanha quase exatamente sua trajetória e existe apenas na região recoberta pela camada de Co. A magnetização desta textura aponta no mesmo sentido do campo aplicado. É importante notar que essa magnetização é diferente daquela apresentada pelos domínios do filme indicador, cujos contornos tem a forma de dentes de serra e se estendem por toda a amostra. A Figura 5.16 mostra a textura magnética induzida pelas avalanches após supressão do estado supercondutor pela elevação da temperatura.

Pode-se notar na Figura 5.16 que a textura magnética induzida apresenta um efeito de borda, ou seja, há uma maior densidade de avalanches impressas na borda direita da amostra que na outra. Esse efeito será discutido na próxima seção. Além disso, ao se comparar as Figuras 5.16 (b) e 5.15 (b) observa-se que a textura de magnetização positiva, lateral à avalanche, permanece impressa no filme de Co (linhas claras) e que uma magnetização no sentido oposto (apontando para dentro do plano da amostra) é induzida nas posições anteriormente percorridas pelas avalanches (linhas escuras). A correlação

entre as estruturas magnéticas impressas e as avalanches de fluxo que as geram é apresentada e discutida na seção seguinte.

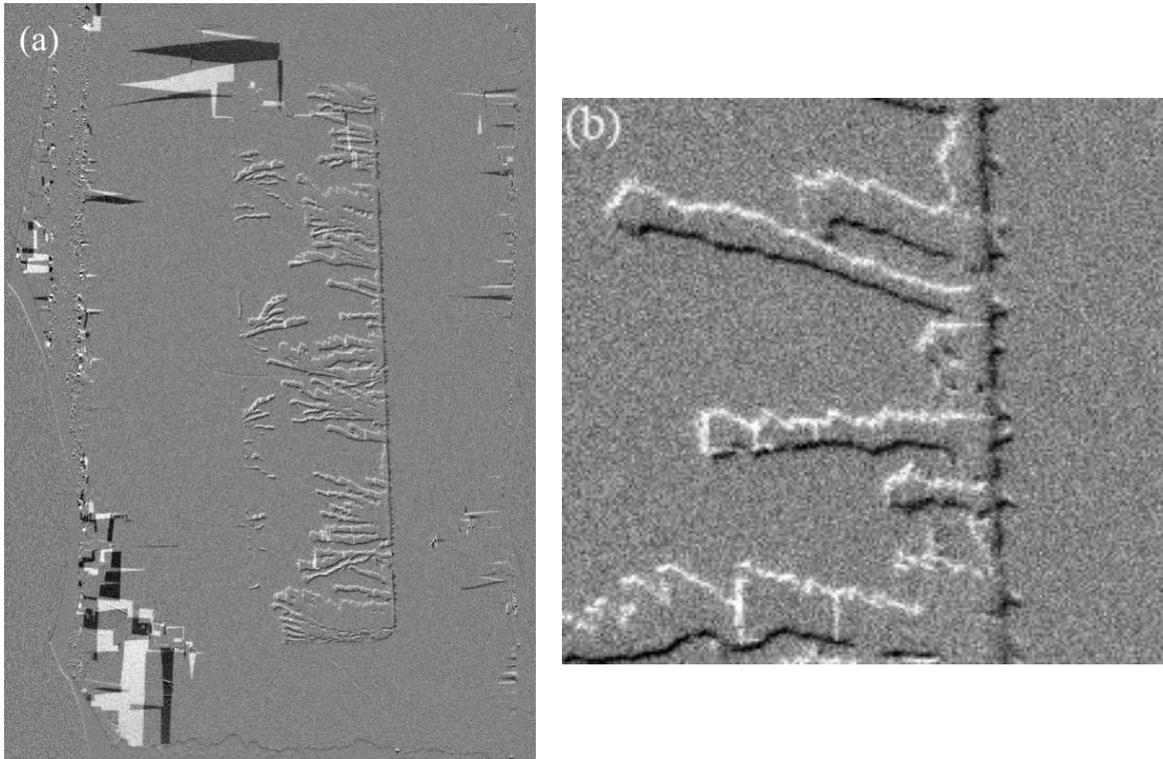


Figura 5.16 – Imagem de MOI no estado remanente em  $T = 15$  K. (a) Visão geral da amostra e (b) ampliação na região de fronteira entre o filme supercondutor e o ferromagneto.

A Figura 5.17 mostra um experimento similar ao mostrado nas Figuras 5.15 e 5.16. Porém, as avalanches de fluxo foram produzidas com um campo negativo (apontando para dentro do plano do filme). A imagem obtida para a entrada de avalanches negativas (geradas por campos negativos) na temperatura de 2.5 K e campo magnético aplicado de -46.5 Oe é apresentada no painel (a) da Figura 5.17 enquanto que o painel (b) apresenta a magnetização remanente na temperatura de 15 K. Observa-se que, neste caso, o efeito de borda se manifesta na fronteira esquerda do filme ferromagnético.

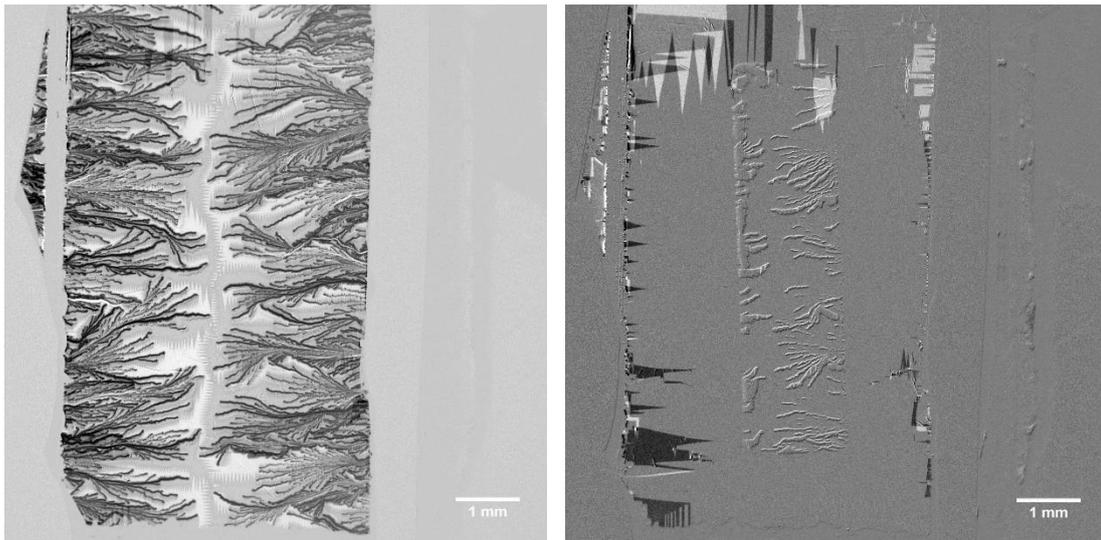


Figura 5.17 - (a) Imagem em  $T = 2.5$  K e  $H = -46.5$  Oe e (b) estado remanente em  $T = 15$  K

As texturas magnéticas produzidas pelas avalanches apresentadas nas Figuras 5.16 (a) e 5.17 (a) são discutidas em mais detalhes na seção seguinte.

### 5.2.3 – *Estrutura Interna dos Dendritos Magnéticos*

Para melhor compreender a correlação espacial entre as avalanches de fluxo e as texturas magnéticas induzidas na camada ferromagnética, combinamos as Figura 5.15 (a) e 5.16 (a). É importante notar que as posições das avalanches são obtidas da Figura 5.15 (a) a qual é registrada na presença de campo aplicado, ao passo que as posições das texturas magnéticas são obtidas da Figura 5.16(a), registrada na ausência de campo aplicado. Essa combinação de imagens é apresentada na Figura 5.18, onde os contornos das ramificações produzidas pelas avalanches de fluxo são representados por uma linha contínua, enquanto que as texturas com momentos magnéticos nos sentidos convencionados positivo e negativo são representadas nas cores azul e vermelha, respectivamente.

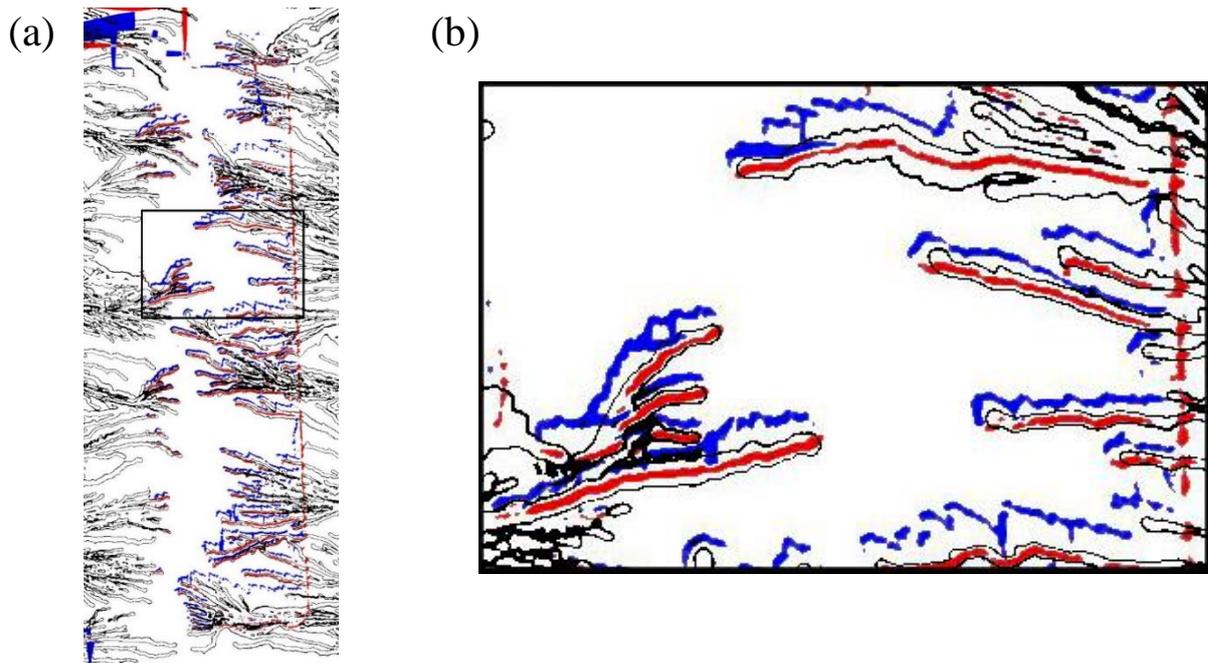


Figura 5.18 – Contorno das avalanches (em preto) e dendritos magnéticos com magnetização remanente apontando para fora do plano do filme (azul) e para dentro do plano do filme (vermelho). O painel (b) é uma visão aumentada da área demarcada por um retângulo no painel (a). Nesta experiência o campo externo aponta para fora do plano do filme (campo positivo).

É importante também, neste ponto, estabelecer uma correlação entre as avalanches de fluxo negativas e a textura induzida na camada ferromagnética, para que se possa estabelecer um contraponto entre os momentos magnéticos induzidos nos diferentes sentidos de campo magnético. A Figura 5.19 (a) foi construída a partir da combinação das imagens das Figuras 5.17 (a) e 5.17 (b), enquanto que o painel (b) da Figura 5.19 apresenta uma visão aumentada de uma das áreas onde a textura magnética é observada.

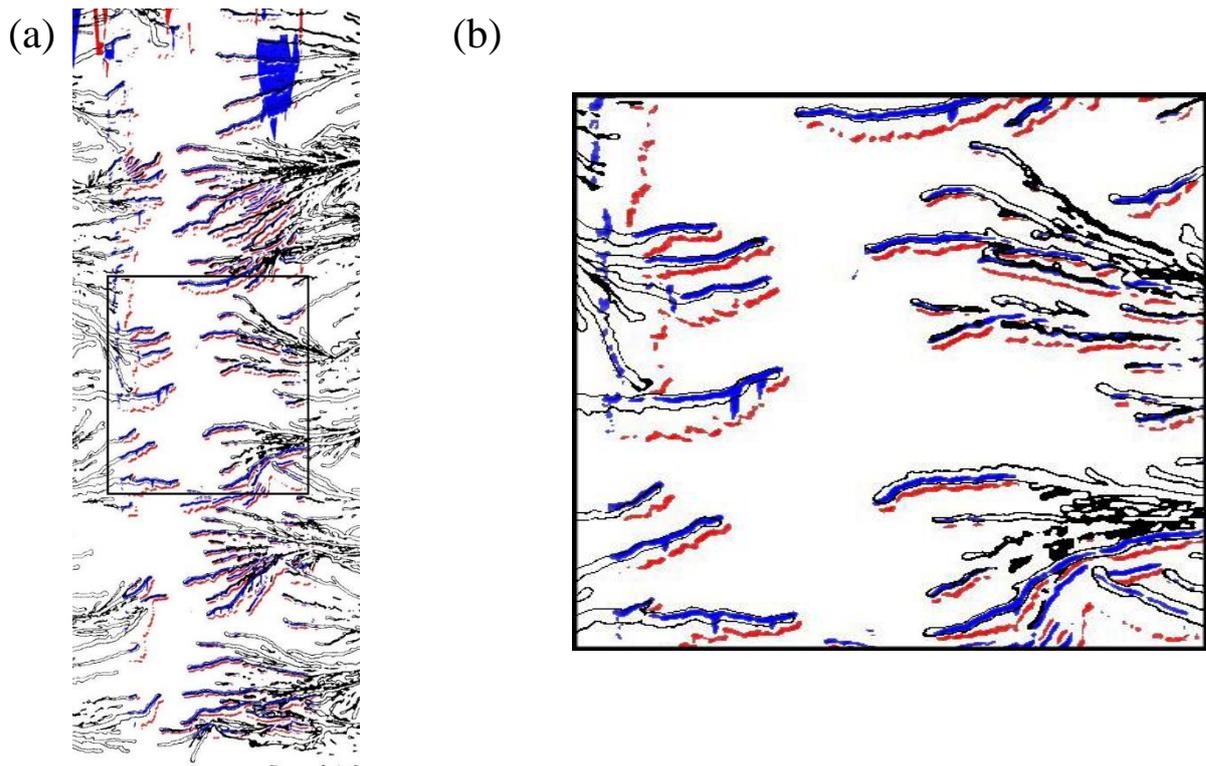


Figura 5.19 – Contorno das avalanches (em preto) e dendritos magnéticos com magnetização remanente apontando para fora do plano do filme (azul) e para dentro do plano do filme (vermelha). O painel (b) é uma visão aumentada da área demarcada pelo retângulo no painel (a). Nesta experiência o campo externo aponta para dentro do plano do filme (campo negativo).

Nas Figuras 5.18 (b) e 5.19 (b) se pode observar que o centro de um filamento dendrítico produzido pelas avalanches de fluxo no Nb coincide com uma textura magnética filamentar no Co. O momento magnético desta textura aponta no sentido oposto (linhas vermelhas na Figura 5.18 e linhas azuis na Figura 5.19) ao campo das avalanches (que é coincidente com o sentido do campo externo). Além disso, observa-se na estrutura de um dado filamento, um dendrito magnético lateral (linhas azuis na Figura 5.18 e linhas vermelhas na Figura 5.19), cuja magnetização tem sentido coincidente com o campo dos vórtices, ou seja, a textura magnética que se desenvolve lateralmente à avalanche tem momento magnético que aponta no sentido do campo externo. Portanto, a estrutura da textura magnética produzida por avalanches de fluxo no filme ferromagnético é altamente não-trivial. De modo geral, formam-se dois filamentos dendríticos com magnetizações opostas que se desenvolvem em resposta ao campo gerado pelo filamento de vórtices. Surpreendentemente, o dendrito magnético que se sobrepõe ao filamento de fluxo no supercondutor tem magnetização com sentido oposto ao campo externo (linhas

vermelhas na Figura 5.18 e azuis na Figura 5.19). Outro fator importante é que o par de dendritos com magnetização “up” e “down” produz uma magnetização líquida aproximadamente nula na direção perpendicular ao plano. Esses efeitos podem ser oriundos da anisotropia planar desta amostra. Neste sentido, o par de dendritos com magnetização “up” e “down” pode ser interpretado como polos magnéticos de uma magnetização que está no plano, minimizando assim energia de anisotropia.

No que diz respeito ao tamanho da textura formada, os filamentos magnéticos “up” ou “down” tem larguras totais entre 4  $\mu\text{m}$  e 10  $\mu\text{m}$ . A distância entre este par de filamentos varia entre 20  $\mu\text{m}$  e 90  $\mu\text{m}$ . As avalanches formam filamentos com larguras da ordem de 20  $\mu\text{m}$  a 50  $\mu\text{m}$ .

#### *5.2.4 – Caracterização da Textura Magnética Induzida*

Os momentos de dipolo magnéticos induzidos no plano do filme por avalanches de fluxo nas situações de campo aplicado positivo e negativo, mostradas nas Figuras 5.18 e 5.19, tem o mesmo sentido. De fato, observa-se que os filamentos de momentos magnéticos negativos (vermelhos) encontram-se sempre abaixo (nas figuras) dos filamentos de momento magnético positivo (azuis). Este fenômeno sugere que previamente à entrada das avalanches no filme supercondutor, a camada de Co apresentava uma magnetização homogênea paralelamente ao plano do filme.

No que se trata da geometria dos momentos “up” e “down” esses momentos filamentosos apresentam uma componente perpendicular que aumenta das bordas para o centro do filamento.

Este tipo de textura magnética também é observado em amostras de Nb/SiO<sub>2</sub>/Py. Os autores da referência [97] atribuem a presença das magnetizações positiva e negativa à presença de paredes de Bloch que separam domínios de magnetização no plano que se alternam. Esta proposta é baseada no trabalho de Uspenskaya e colaboradores [156] no qual a presença de estruturas magnéticas similares é atribuída a anisotropia induzida por rugosidade entre os filmes de Nb/Py. Entretanto, é importante ressaltar que a largura das texturas filamentosas observadas na nossa heteroestrutura (da ordem de 4  $\mu\text{m}$  a 10  $\mu\text{m}$ ) é muito grande para ser considerada uma parede de domínio, que em geral possui a ordem de algumas centenas de nm [194]. Além disso, os autores da referência [97] não explicam porque a camada ferromagnética apresenta uma magnetização induzida (sobre a avalanche de fluxo) com sinal oposto ao campo da avalanche.

Para compreendermos a correlação entre a avalanche de fluxo e a textura induzida na camada ferromagnética é importante ter conhecimento da magnetização prévia da amostra. A Figura 5.20 (a) apresenta uma imagem da amostra obtida por MOI no estágio inicial, em  $T = 2.5$  K e em campo nulo, prévio às experiências apresentadas nas Figuras 5.18 e 5.19.

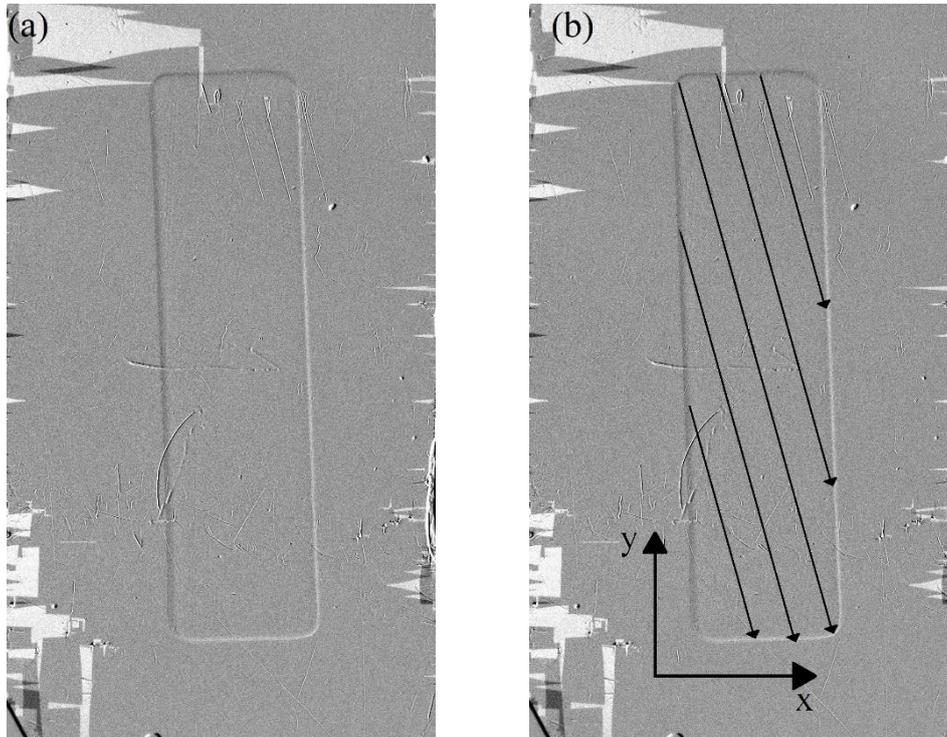


Figura 5.20 – (a) Magnetização inicial da camada de Co em  $T = 2.5$  K e  $H = 0$  Oe.(b) Representação da magnetização, setas, ao longo da tira de Co.

Observando-se o painel (a) da Figura 5.20, percebe-se que a borda da direita e a borda inferior da camada de Co são claras na imagem de MOI, indicando que o campo “stray” aponta para cima (positivo) nestes limites. Por outro lado, a borda superior e a borda da esquerda são escuras, indicando que o campo “stray” é negativo nesses locais. O resultado da Figura 5.20 (a) mostra que a camada de Co possui uma magnetização homogênea, cuja orientação está mostrada esquematicamente no painel 5.20 (b). Para minimização da energia de anisotropia, a magnetização deve ter uma forte componente na orientação paralela à maior dimensão do filme, a qual aponta no sentido  $-y$  do sistema de referência da figura. Porém, a imagem MOI também mostra que uma componente horizontal, orientada na direção  $+x$  deve existir. Portanto, estima-se que a magnetização

uniforme inicial, que é paralela ao plano do filme, deve se orientar segundo a diagonal do filme, conforme representado na Figura 5.20 (b).

Analisando detalhadamente a magnetização prévia da camada de Co (Figura 5.20) e as texturas magnéticas induzidas na camada de Co (Figuras 5.18 e 5.19) nota-se que os filamentos magnéticos induzidos podem ser concebidos como estruturas que separam domínios com magnetizações planares opostas. Desta forma, estes limites de domínio surgem quando há uma inversão no sentido da magnetização homogênea, previamente existente na amostra.

A Figura 5.21 representa esquematicamente o modelo proposto para as texturas magnéticas induzidas por avalanches de fluxo na camada de Co de nossa heteroestrutura.

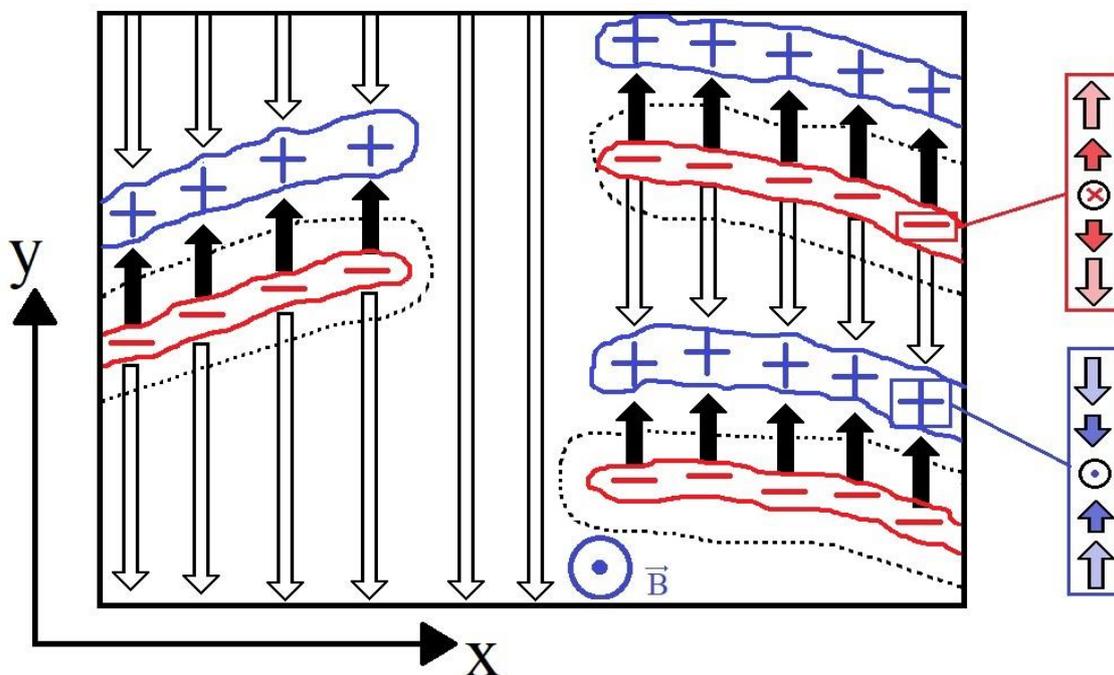


Figura 5.21 – Representação da textura magnética induzida (setas pretas sólidas) na presença de avalanches de fluxo (contorno preto contínuo) quando um campo magnético, convencionalmente positivo, é aplicado.

Na Figura 5.21, a magnetização planar homogênea é representada pelas setas brancas, que são orientadas no sentido vertical (de cima para baixo) por simplicidade. A posição das avalanches é representada pelos contornos pontilhados. Os domínios com magnetização invertida estão representados pelas setas pretas sólidas. Nas fronteiras destes domínios estão as texturas dendríticas com momentos magnéticos positivos e negativos. Tais filamentos atuam como paredes de domínio em que a orientação dos

momentos magnéticos microscópicos é progressivamente rotada, conforme ilustram os insertos laterais à Figura 2.1. Nota-se no entanto, que a largura das texturas filamentosas é muito maior do que a espessura de paredes de Bloch usuais. Assim, provavelmente estas estruturas devem ser descritas como domínios de fechamento, que minimizam a energia dipolar acumulada pela inversão da magnetização planar induzida pelas avalanches.

### 5.2.5 – Mecanismo de Reversão da Magnetização pelas Avalanches de Fluxo

Depois de estabilizadas, as avalanches de fluxo são formadas por compactos feixes de vórtices. Um dado vórtice comporta-se como um solenoide microscópico que gera, no espaço exterior ao supercondutor, um campo magnético com simetria dipolar. Assim, pode-se conceber que as avalanches geram campos magnéticos “stray” do tipo dipolar na região ocupada pelas camadas de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  e Co que recobrem o filme de Nb, conforme representa esquematicamente a Figura 5.22. Nesta figura está mostrado um corte transversal à direção de propagação da avalanche do campo por ela gerado. Conforme representado nesta figura, a componente horizontal do campo “stray” da avalanche é reforçada pela alta permeabilidade magnética do filme de Co. Este “stray” produz a reversão local da magnetização uniforme (setas brancas) produzindo o domínio com magnetização induzida, simbolizada pela seta preta sólida.

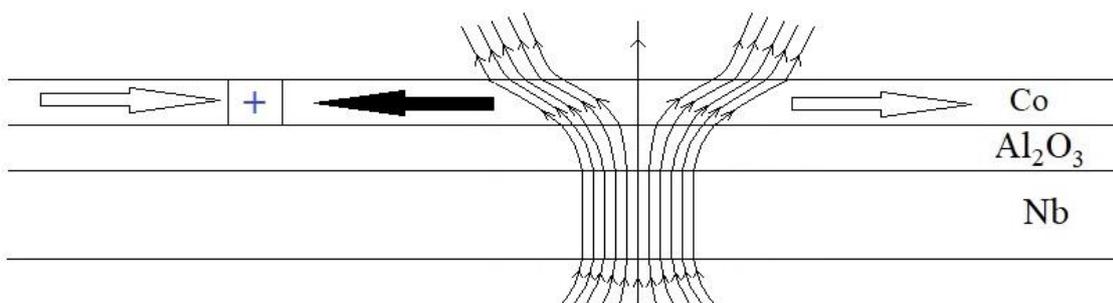


Figura 5.22 – Representação esquemática do campo “stray” de um vórtice em uma heteroestrutura Nb/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ /Co. A seta branca representa a magnetização uniforme inicial da camada de Co, enquanto que a seta preta sólida representa o domínio induzido pelo campo “stray” do vórtice.

Este modelo permite entender a origem da textura magnética induzida no filme de Co, porquanto prevê que o domínio filamentar com magnetização paralela ao campo da avalanche, representado por um (+) na Figura 5.22, pode ser visto como um domínio de

fechamento de uma magnetização que possui sentido oposto a magnetização previamente existente. Esta constatação explica a não-coincidência entre as posições da avalanche e do filamento com magnetização paralela ao campo externo. Este modelo também é consistente com a coincidência entre a posição da avalanche e do domínio filamentar induzido cuja magnetização é oposta ao campo externo. O mecanismo proposto também permite o entendimento da textura gerada por avalanches negativas (geradas por um campo externo que aponta para dentro do plano do filme). Tal como mostra a Figura 5.19, se a magnetização uniforme mantiver a configuração representada na Figura 5.20, os domínios com magnetização planar invertida serão criados na região lateral à avalanche que é oposta ao caso anterior. Ademais, as texturas magnéticas filamentosas também terão polaridades opostas aquelas criadas por avalanches positivas.

Segundo o modelo proposto, a largura do domínio com magnetização planar invertida (setas escuras) será determinada pela magnitude da componente paralela ao campo coercivo local. Possivelmente, a orientação dos momentos magnéticos microscópicos será revertida nas posições em que a componente horizontal do campo “stray” das avalanches supera o valor local do campo coercivo.

É notável que a estrutura complexa de texturas magnéticas induzidas se mantenham estáveis mesmo após a remoção das avalanches de fluxo que as geram. A estabilidade das texturas se mantém mesmo quando a heteroestrutura é aquecida até a temperatura ambiente. É possível que a configuração dos domínios filamentosos, com magnetizações opostas que atuam como domínios de fechamento, seja essencial para a estabilidade do complexo arranjo de texturas magnéticas induzidas pelas avalanches de fluxo no filme supercondutor.

### *5.2.6 – Correlações entre o Mecanismo de Reversão e os Resultados Obtidos Experimentalmente*

A Figura 5.23 mostra uma representação esquemática da entrada de avalanches na região recoberta por  $Co$  e a magnetização induzida nesta camada, tendo como base o mecanismo de reversão da magnetização pelo campo “stray” da avalanche apresentado na seção 5.2.4.

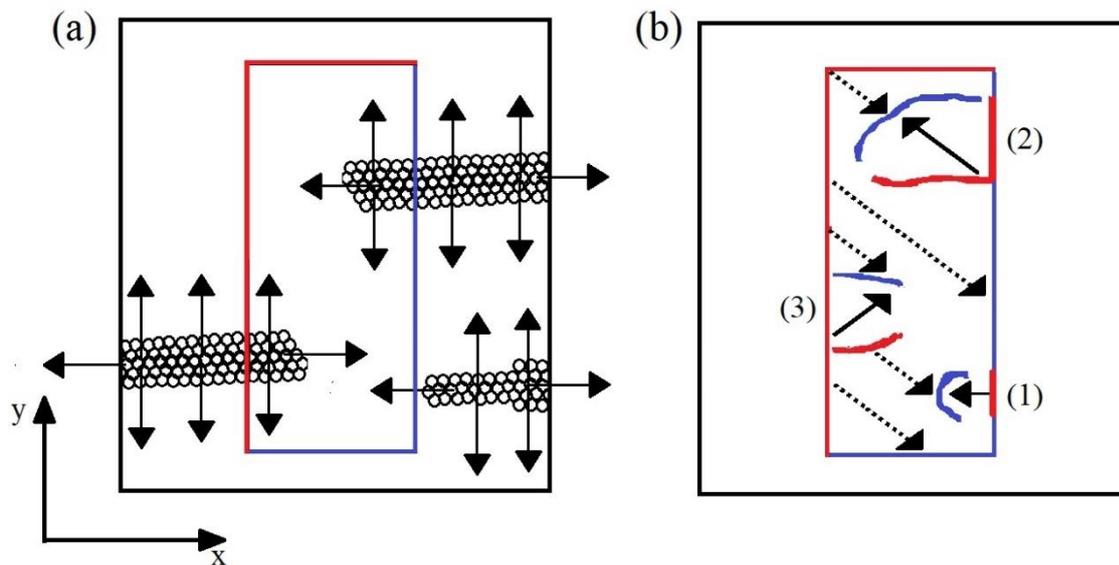


Figura 5.23 – (a) Representação da superposição entre o estado inicial da camada ferromagnética e o campo gerado no plano xy devido a presença de 3 avalanches positivas. (b) Magnetização induzida pelo campo “stray” das avalanches (setas contínuas) e magnetização prévia da camada de Co (setas tracejadas).

A magnetização inicial da camada de Co é representada na Figura 5.23 (a) e (b) através das cores vermelha e azul, possuindo uma componente no plano representada pelas setas pontilhadas da Figura 5.23 (b). Analisando a representação da Figura 5.23 pode-se notar que a avalanche que produziu a inversão da borda em (1) não penetra na camada magnética, mas o campo “stray” produzido por ela provoca a inversão da magnetização local. Desta forma, pode-se imaginar que as primeiras avalanches positivas que chegam às proximidades da borda da direita são responsáveis por inverter os domínios próximos a esta borda. Esse efeito não acontece quando a avalanche de campo positivo está próxima à borda da esquerda, uma vez que a magnetização prévia já possui uma componente nesta direção.

No caso representado por (2), na Figura 5.23, os campos “stray” da avalanche com componentes na direção  $-x$  e  $y$  rotacionam os momentos magnéticos nestas direções, enquanto que o campo “stray” na direção  $-y$  não causa rotação alguma nos momentos, pois estes já possuem uma componente inicial nesta direção. No caso representado em (3), o campo “stray” da avalanche rotaciona os momentos na direção  $y$  e não causa nenhum efeito de borda, uma vez que esta permanece inalterada.

Conforme discutido na seção precedente, quando uma avalanche é produzida por campos negativos o processo inverso ocorre, uma vez que para esse caso o campo “stray”

produzido pela avalanche é oposto àquele mostrado na Figura 5.23. Deste modo é possível compreender o efeito de borda relatado na seção precedente e mostrado nas Figuras 5.16 e 5.17. Uma vez que o “stray field” gerado pela avalanche de campo positivo (negativo) tende a rotacionar os domínios da borda positiva (negativa).

A Figura 5.24 apresenta uma ampliação dos resultados mostrados na Figura 5.18 onde pode-se identificar cada uma das configurações mostradas na Figura 5.23.

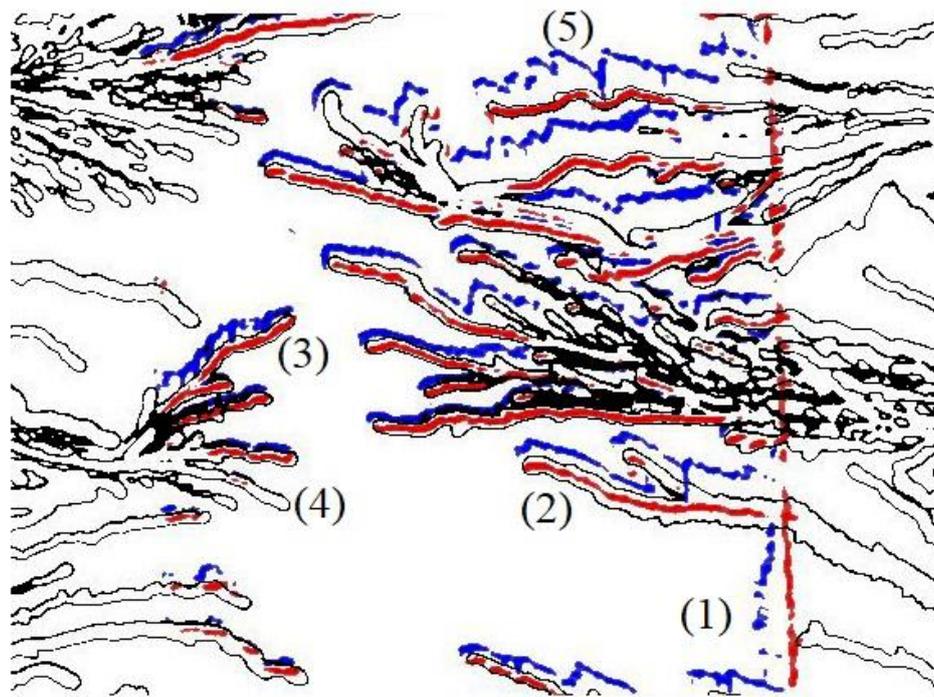


Figura 5.24 – Avalanches de fluxo positivo (linhas sólidas) e magnetização remanente (linhas coloridas). Os números entre parêntesis indicam as diferentes configurações entre a magnetização induzida e as avalanches que são discutidas no texto.

Pode-se observar da Figura 5.24 que o padrão de magnetização induzido pelas avalanches (1), (2) e (3) são correspondentes aos previstos na representação da Figura 5.23 (b). Além disso, é interessante notar que a avalanche (3) imprime uma textura magnética na camada de Co, entretanto, a avalanche (4) não modifica o estado magnético inicial dos domínios do Co. Isto se deve pelo fato de que a inclinação com que a avalanche (4) entra na camada de Co diminui a projeção no plano do campo “stray” na direção necessária para rotacionar os momentos do Co. Outro aspecto interessante pode ser visto na posição (5), onde se verifica uma grande distância entre a parede de domínio “up” e a avalanche. Este efeito se deve, principalmente, ao campo “stray” produzido pelas avalanches adjacentes.

Segundo o modelo proposto, a textura impressa na camada ferromagnética pelas avalanches de fluxo na camada supercondutora dependerá principalmente de três fatores: (i) o estado magnético inicial da amostra, (ii) a magnitude da componente do campo “stray” da avalanche, paralela ao filme ferromagnético, que é necessária para rotacionar os domínios magnéticos (tal componente também está relacionada ao ângulo com que a avalanche penetra a camada magnética) e (iii) o campo “stray” produzido pelas avalanches adjacentes. É importante notar que o item (ii) também depende de como a magnetização prévia da camada magnética afeta o campo “stray” produzido pelas avalanches.

### 5.2.7 – Penetração Homogênea de Fluxo na Amostra com Texturas Magnéticas Previamente Induzidas

Com a textura impressa, tal como mostrada nas Figuras 5.15 e 5.16, levou-se à amostra à temperatura de 8 K, e o campo magnético foi aumentado gradualmente, desde  $H = 0$  até  $H = 18$  Oe, enquanto as imagens eram gravadas.

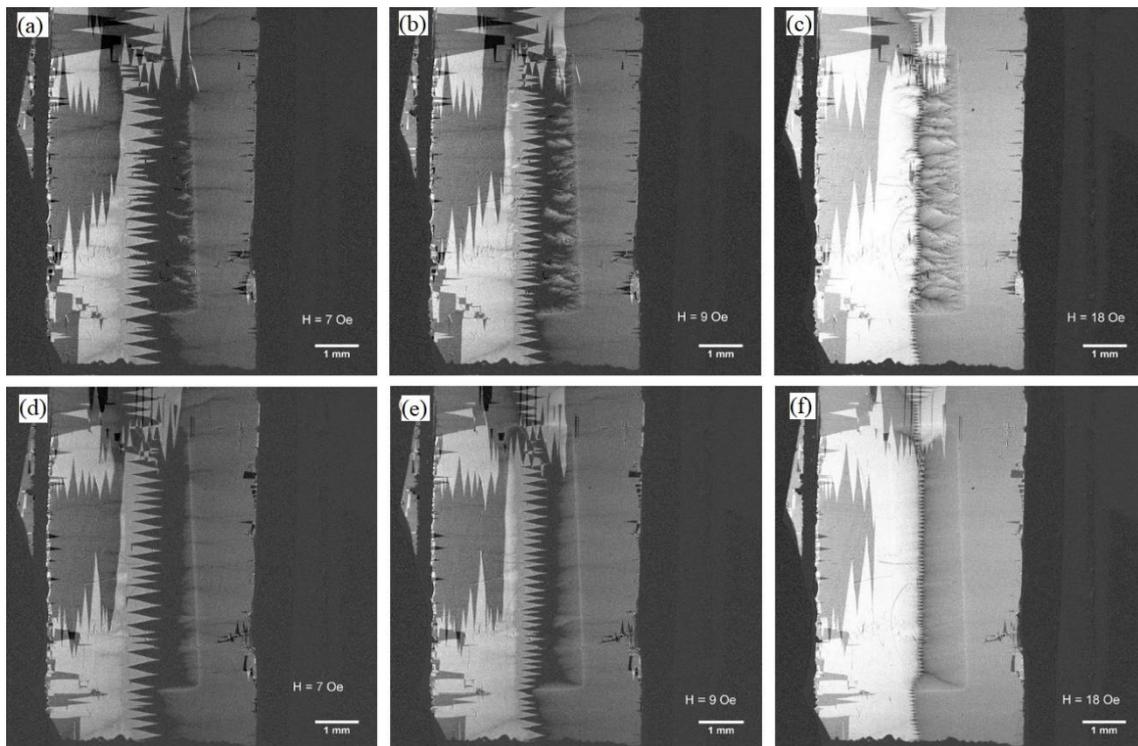


Figura 5.25 – Imagens de MOI em  $T = 8$  K com a amostra com textura magnética prévia para os campos magnéticos (a)  $H = 7$  Oe, (b)  $H = 9$  Oe e (c)  $H = 18$  Oe. Imagens de MOI em  $T = 8$  K com a amostra inicialmente desmagnetizada para os campos magnéticos de (d)  $H = 7$  Oe, (e)  $H = 9$  Oe e (f)  $H = 18$  Oe.

Pode-se observar das Figuras 5.25 (a), (b) e (c) que quando a amostra possui as texturas magnéticas mostradas nas Figuras 5.15 e 5.16, o fluxo magnético em  $T = 8$  K penetra inhomogeneamente, similarmente ao observado na amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24), conforme discutido na seção 5.1.2. Este efeito fica evidente ao se comparar estas imagens com a penetração de fluxo na situação em que não há a textura magnética, mostrada nos painéis (d), (e) e (f), que foram previamente apresentadas na Figura 5.14. Este efeito se deve à interação entre os vórtices no filme supercondutor e a estrutura de domínios previamente formada.

A Figura 5.26 apresenta uma ampliação dos resultados mostrados nas Figuras 5.25 (a), (b) e (c) juntamente com a magnetização remanente da amostra, tornando possível correlacionar a entrada inhomogênea de fluxo magnético com a textura magnética presente na camada de Co.

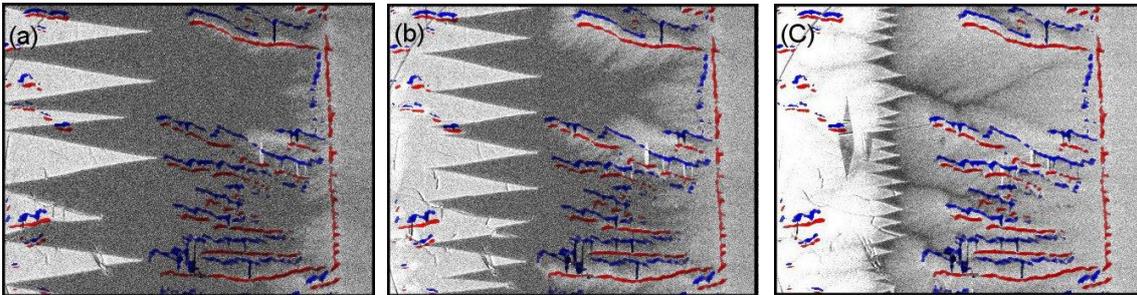


Figura 5.26 – Entrada de fluxo inhomogêneo em  $T = 8$  K na amostra previamente magnetizada para os campos de (a)  $H = 7$  Oe, (b)  $H = 9$  Oe e (c)  $H = 18$  Oe.

Observando a Figura 5.26 pode-se notar que os vórtices tendem a nuclear em regiões próximas a um domínio cujo “stray field” tem sentido oposto ao campo do vórtice (traços vermelhos). Ou seja, essas regiões magnéticas atuam como um guia para a nucleação de vórtices em baixos campos magnéticos.

A interação entre filmes ferromagnéticos com magnetização no plano e os vórtices supercondutores em estruturas SC/I/FM é discutida teórica e experimentalmente nas referências [37-39][149-151]. Além disso, é mostrado através de medidas de imageamento ótico de alta resolução e por cálculos utilizando a aproximação de London, que uma parede de Bloch (que possui uma magnetização que aponta no sentido oposto aos vórtices) interage de forma atrativa com os vórtices na sua proximidade [152]. Esta constatação é análoga ao que ocorre com nossas amostras e é mostrada claramente nas Figuras 5.26 (a) e 5.26 (b).

### 5.3 – Medidas de MOI no Filme Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(150)

A seguir são apresentados resultados de MOI para uma amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(150) que difere das amostras anteriores pela espessura bem maior da camada ferromagnética. Para facilidade de notação, esta amostra será denominada Nb/Co(150).

#### 5.3.1 – Penetração Homogênea de Fluxo Magnético

Seguindo os procedimentos usados no estudo da amostra de Nb/Co(20), a primeira medida de MOI na amostra Nb/Co(150), foi realizada na isoterma de  $T = 8$  K. Campos de  $H = 0$  Oe,  $H = 7$  Oe,  $H = 9$  Oe e  $H = 18$  Oe foram sucessivamente aplicados. As imagens obtidas seguindo este procedimento são apresentadas na Figura 5.27.

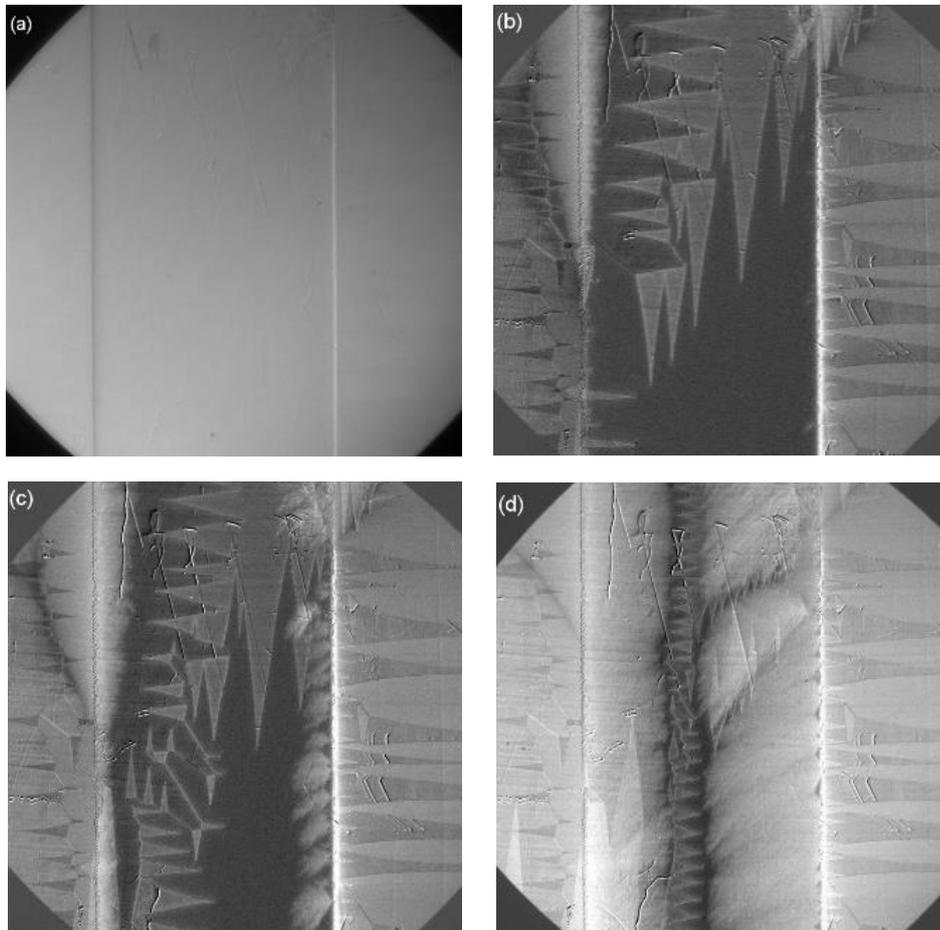


Figura 5.27 – Imagens MOI em  $T = 8$  K para os campos de (a)  $H = 0$  Oe, (b)  $H = 7$  Oe, (c)  $H = 9$  Oe e (d)  $H = 18$  Oe.

A Figura 5.27 (a) mostra a magnetização inicial da amostra Nb/Co(150). Observa-se que mesmo na ausência de campo aplicado, há uma magnetização no plano da amostra

que possui uma componente horizontal orientada da direita para a esquerda (a borda da direita é clara e a borda da esquerda é escura). A inhomogeneidade de penetração de fluxo no canto esquerdo superior, próximo à borda, apresentada no painel (b) da Figura 5.27, deve-se a um defeito (pequeno risco) presente na amostra. De forma geral, observa-se que a penetração do fluxo magnético na amostra depende do estado magnético da borda da camada de Co. Por exemplo, com o aumento do campo magnético pode-se notar que acumula-se uma grande densidade de vórtices nas proximidades da borda magnética direita (alta intensidade de sinal luminoso claro na borda positiva). Além disso, quando o campo é aumentado para 9 Oe o fluxo entra de forma homogênea na borda negativa (à esquerda), enquanto que na borda positiva os vórtices parecem entrar por canais. Este tipo de comportamento não é observado na amostra Nb/Co(20) e está associado à magnitude da magnetização da borda do filme Nb/Co(150). Um efeito similar a este foi observado por Vlasko-Vlasov e colaboradores [37] quando o campo magnético positivo dos vórtices de um supercondutor passa através da borda positiva de tiras de permalloy separadas por uma distância de 2  $\mu\text{m}$ . Nessa configuração, a borda positiva atua como uma barreira de potencial e parte dos vórtices ficam acumulados nessa barreira enquanto que os demais fluem pelo espaçamento entre as tiras de Py. Desta forma, propomos que na amostra Nb/Co(150) alguns vórtices são retidos na barreira até que a pressão magnética acumulada impulsione o fluxo através dela, continuando o seu movimento a partir daí. Este fato mostra que a magnetização da borda da amostra Nb/Co(150) é bastante relevante para a dinâmica de penetração de fluxo no supercondutor. Apesar de não mostrado, da mesma forma que na amostra Nb/Co(20), a magnetização da camada de Co na amostra de Nb/Co(150) não é modificada pela presença dos vórtices em  $T = 8 \text{ K}$ . Porém, como a camada de Co para a amostra Nb/Co(150) possui espessura comparável à espessura da camada supercondutora é possível que a magnetização da camada de Co interfira mais fortemente na dinâmica de penetração de fluxo no filme supercondutor.

### 5.3.2 – *Penetração de Fluxo na Forma de Avalanches*

Após o estudo de penetração homogênea de fluxo, o campo foi removido e a amostra, com magnetização inicial semelhante à mostrada na Figura 5.27 (a), foi levada à temperatura  $T = 2.5 \text{ K}$ . Um campo magnético é então aplicado perpendicularmente ao plano do filme. A Figura 5.28 (a) mostra a imagem das avalanches produzidas na amostra Nb/Co(150) na temperatura  $T = 2.5 \text{ K}$  e no campo aplicado  $H = 46.5 \text{ Oe}$ . O painel (b) da

Figura 5.28 mostra a imagem obtida, com uma ampliação ótica de 50 X na temperatura  $T = 15$  K, após o campo magnético ter sido retirado e a supercondutividade ter sido suprimida. Como a ampliação ótica usada no estudo da amostra Nb/Co(150) foi maior que a utilizada para o caso da amostra Nb/Co(20), podemos ter uma ideia mais precisa de como as avalanches e as texturas magnéticas induzidas se manifestam na camada recoberta por Co. Entretanto, nesta ampliação perdemos informações do campo “stray” nas bordas inferior e superior da amostra. Assim, não se conhece ao certo a orientação da componente da magnetização prévia ao longo da maior dimensão do filme. Desta forma, os resultados apresentados serão discutidos apenas em função da componente transversal da magnetização prévia do filme, a qual é evidenciada pelo campo “stray” das bordas transversais da camada ferromagnética.

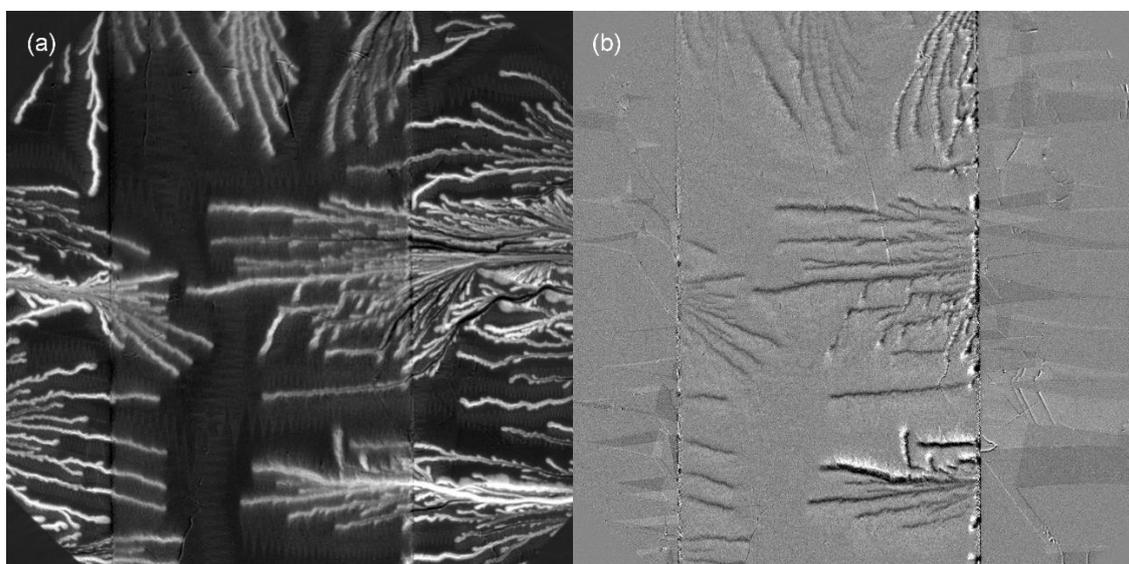


Figura 5.28 – (a) Imagem em  $T = 2.5$  K e  $H = 46.5$  Oe e (b) magnetização remanente em  $T = 15$  K.

Os resultados da Figura 5.28 mostram que a penetração de fluxo magnético na amostra com maior espessura da camada de Co apresenta diferenças com relação aquele observado para as demais amostras. Pode-se observar, na Figura 5.28 (a), que a intensidade do sinal magnético das avalanches (brilho da imagem) é significativamente reduzida na região recoberta pela camada de Co quando comparada ao brilho na região onde há apenas o filme de Nb. De fato, a razão entre as intensidades luminosas das avalanches na região recoberta com Co e na camada exposta de Nb ( $I_{Nb/Co}/I_{Nb}$ ) está em torno de  $0.65 \pm 0.1$  para a amostra Nb/Co(150), enquanto que para a amostra Nb/Co(20) essa razão está em torno de  $0.85 \pm 0.1$ . Esse fato pode estar associado à indução de

correntes de Foucault na camada ferromagnética pelas avalanches de fluxo. Tais correntes podem produzir um “spreading” do fluxo magnético, tornando-o mais difuso. Alternativamente, o enfraquecimento do brilho pode ser consequência apenas da maior espessura da camada de Co, que naturalmente produz maior difusão do fluxo magnético produzido pelo “stray field” das avalanches. Além disso, é possível notar também que algumas avalanches são desviadas de sua trajetória ou até mesmo são suprimidas quando se aproximam da borda positiva do filme magnético (borda direita na Figura 5.28 (a)), enquanto que na borda negativa esse efeito não é observado. Esse efeito que é bastante pronunciado na amostra Nb/Co(150), praticamente não é observado na amostra Nb/Co(20), mostrando a importância da magnitude do sinal magnético da borda do filme ferromagnético na interação com as avalanches.

### 5.3.3 – *Efeito de Borda na Textura Magnética Induzida*

Como se pode observar nas Figuras 5.27 e 5.28, os efeitos das bordas da camada de Co são relevantes na dinâmica de fluxo magnético na amostra Nb/Co(150). Para melhor elucidar os efeitos de borda nessa amostra, a Figura 5.29 apresenta imagens MOI do campo “stray” da borda e das texturas magnéticas remanentes causadas por avalanches positivas e negativas na temperatura  $T = 2.5$  K. Após cada medida da textura magnética remanente um campo magnético é aplicado paralelamente ao plano do filme para apagar a textura induzida. Além disso, este campo também possibilita a inversão do campo “stray” da borda da amostra (e conseqüentemente a inversão da componente horizontal da magnetização homogênea prévia). Os painéis (d), (e) e (f) da Figura 5.29 apresentam os resultados onde o sentido da polarização da borda é invertida e as texturas magnéticas induzidas pelas avalanches de campo positivo e negativo são registradas.

Pode-se observar na Figura 5.29 que, analogamente ao que ocorre na amostra Nb/Co(20), há um efeito de borda para a amostra Nb/Co(150). Ou seja, uma avalanche positiva (negativa) produz uma inversão na magnetização nas proximidades da borda positiva (negativa) devido ao “stray field” da avalanche. Esse efeito ocorre sempre que o campo “stray” da avalanche possui um sentido oposto ao da magnetização inicial na região da borda. É importante notar que a distância entre as texturas filamentosas de magnetização “up” e “down” é menor para essa amostra em comparação ao que se observa na amostra Nb/Co(20). Este efeito deve estar associado à maior largura do

filamento magnético induzido, que é da ordem de 20  $\mu\text{m}$  a 30  $\mu\text{m}$ . Este alargamento está associado à alta permeabilidade magnética do Co e à espessura da camada de Co.

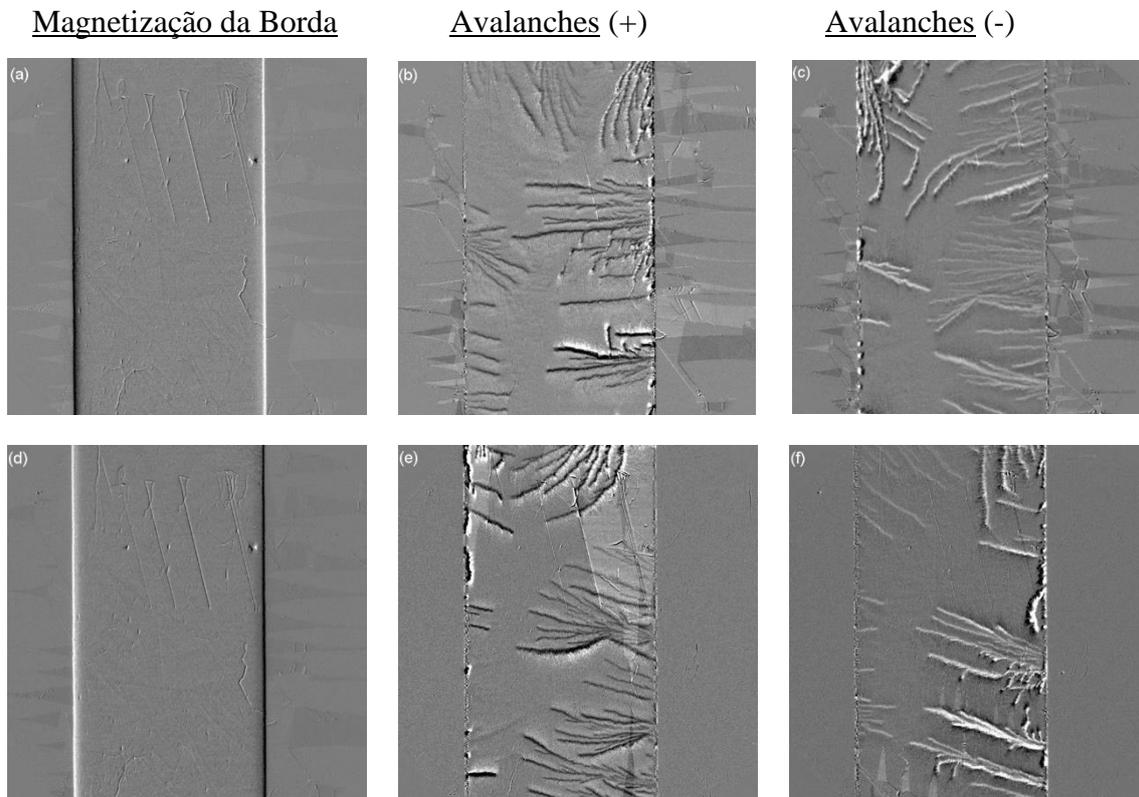


Figura 5.29 – (a) Estado inicial da camada ferromagnética para os processos mostrados em (b) e (c) para a amostra Nb/Co(150). (b) Textura magnética impressa por avalanches geradas por campo positivo. (c) Textura deixada por avalanches de campo negativo. (d) Estado inicial da camada ferromagnética para os processos mostrados em (e) e (f). (e) Textura magnética deixada por avalanches de campo positivo e (f) textura deixada por avalanches de campo negativas.

Também se pode observar, da Figura 5.29, uma deflexão das texturas magnéticas dendríticas induzidas na direção da borda inicialmente magnetizada com a mesma direção do campo da avalanche. Como a textura induzida imita a forma da avalanche, este efeito está relacionado à deflexão da avalanche. Um efeito similar a esse também foi observado por Brisbois e colaboradores em amostras de Nb/SiO<sub>2</sub>/Py [97]. Este efeito é atribuído a uma diminuição da velocidade de propagação da avalanche que atravessa a borda positiva e um aumento da velocidade da avalanche que passa pela borda negativa [97]. Apesar de não estar claramente mostrado na Figura 5.29 esse efeito também poderia ser válido na amostra Nb/Co(150), uma vez que as avalanches que atravessam a borda de mesmo sentido parecem ser mais fortemente defletidas.

### 5.3.4 – Estrutura Interna dos Dendritos Magnéticos

Seguindo a análise realizada nas imagens MOI realizada para a amostra Nb/Co(20), combinamos as imagens das avalanches, obtidas em  $T = 2.5$  K e  $H = \pm 46.5$  Oe, com as imagens das texturas magnéticas induzidas pelas avalanches de fluxo positivo e negativo, obtidas em  $T = 15$  K e  $H = 0$  Oe. A Figura 5.30 apresenta as avalanches de fluxo e a textura magnética induzida na camada de Co. O painel (a) desta figura mostra a textura magnética induzida quando avalanches de fluxo positivas ocorrem na amostra, enquanto que o painel (b) apresenta textura induzida por avalanches de fluxo negativas. Além disso, as regiões azuis representam os dendritos cuja magnetização aponta para fora do plano (na direção da avalanche de campo positivo), enquanto que as regiões vermelhas representam os dendritos magnéticos cuja magnetização aponta para dentro do plano. Para ambas as imagens o estado magnético inicial da borda da amostra é o mesmo visualizado nas Figuras 5.27 (a) e 5.29 (a).

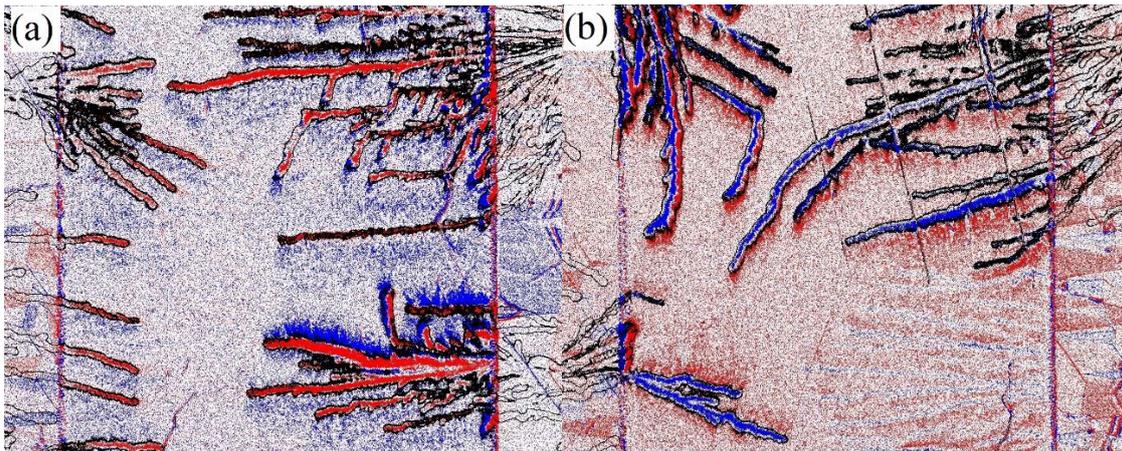


Figura 5.30 – (a) Avalanches de fluxo positivas e (b) negativas induzidas na amostra Nb/Co(15). Os contornos em linha preta contínua demarcam as posições das avalanches. Os traços azuis representam os dendritos magnéticos com magnetização remanente apontando para fora do plano, enquanto que os traços vermelhos representam texturas nas quais a magnetização aponta para dentro do plano do filme.

Nas imagens da Figura 5.30 não se observa sistematicamente a textura magnética que acompanha lateralmente os filamentos principais induzidos nas posições das avalanches, contrastando com as observações na amostra Nb/Co(20). As imagens mostram, ao contrário, que as linhas de campo “stray”, com direção paralela ao campo aplicado, emergem (ou entram) no plano da camada de Co de modo difuso, produzindo

uma região sombreada (ou borrada) que acompanha lateralmente os filamentos principais. A justificativa para o aparecimento de uma textura magnética induzida alargada e borrada está na grande espessura e alta permeabilidade magnética da camada de Co. Estas propriedades fazem com que o campo “stray” da avalanche, e conseqüentemente a textura induzida por ele, se difundam preferencialmente na direção do plano do filme ao atravessar a camada ferromagnética.

É importante notar que as texturas impressas na camada ferromagnética se devem a duas componentes principais do campo “stray” das avalanches. A primeira componente, na direção transversal à borda (direção x), é responsável por reverter a magnetização nesta direção e está relacionada ao efeito de borda, discutido na seção 5.3.3. Pode-se observar que, nesta direção, a textura induzida ocorre devido à reversão de domínios que estão no plano (e cuja magnetização aponta na direção x e possui sempre a mesma polaridade). Entretanto, a textura magnética induzida na direção longitudinal (direção y) não mostra uma polarização evidente ao longo desta direção. Este fato deve estar associado à possibilidade de não haver uma magnetização prévia homogênea nesta direção. Desta forma, a textura magnética adjacente às avalanches apresenta uma forma difusa ao redor do filamento magnético central. Assim, os contrastes observados nas Figuras 5.30 (a) e (b) ao longo da direção transversal do filme ferromagnético estão associados à reversão de alguns domínios magnéticos adjacentes ao campo “stray” da avalanche.

### *5.3.5 – Efeito da Temperatura na Textura Magnética Induzida na Amostra Nb/Co(150)*

Diferentemente da amostra Nb/Co(20), a amostra Nb/Co(150) mostra uma acentuada degradação da textura magnética induzida pelas avalanches quando a temperatura é aumentada. Este efeito pode ser observado na Figura 5.31. Esta figura mostra que a textura induzida na camada de Co da amostra Nb/Co(150) enfraquece e é qualitativamente apagada na medida em que a temperatura é aumentada.

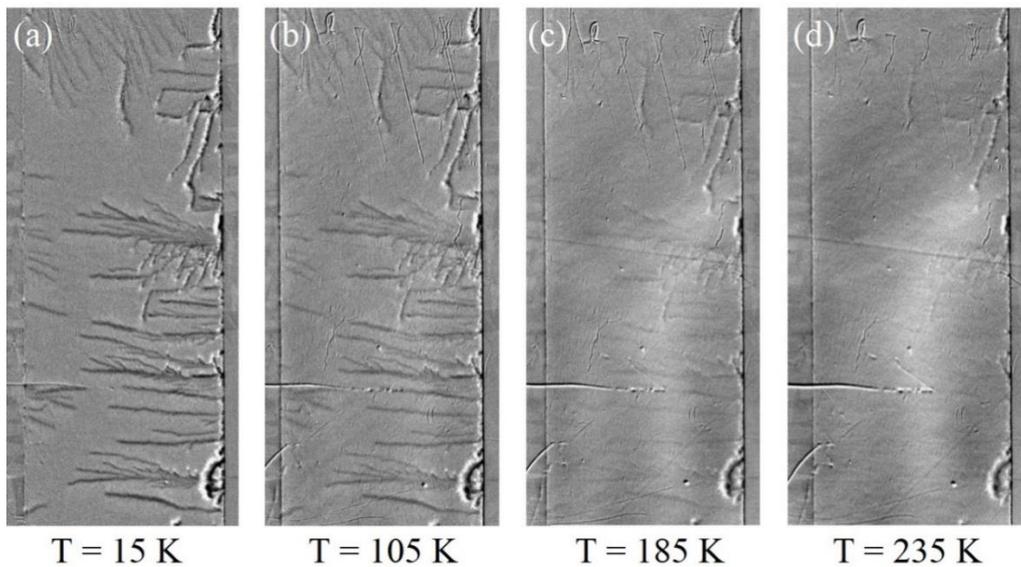


Figura 5.31 – Magnetização remanente para a amostra Nb/Co(150) registrada nas temperaturas de (a) 15 K, (b) 105 K, (c) 185 K e (d) 235 K.

Pode-se notar, da Figura 5.31, que a textura difusa, que acompanha lateralmente os filamentos magnéticos principais, é a primeira a ser apagada. Este fato indica a instabilidade e baixa correlação entre os momentos magnéticos presentes nessa região. Apenas as estruturas próximas à borda onde se observa um forte contraste claro/escuro se mantêm estáveis em temperaturas elevadas, indicando que os domínios de fechamento formados na borda, similares àqueles formados na amostra Nb/Co(20), são mais estáveis. De forma geral, o resultado da Figura 5.31 mostra que a ausência dos domínios de fechamento, que acompanham lateralmente as avalanches e são formados pelos filamentos com magnetização apontando no sentido do campo aplicado, torna a textura magnética induzida na amostra Nb/Co(150) menos estável frente às excitações térmicas. Tal como visto na seção 5.2, tais domínios estão sempre presentes na amostra Nb/Co(20), camada fina de Co, e acompanham sistematicamente os dendritos principais que se formam nas posições ocupadas pelas avalanches.

## Considerações Finais

Esta Tese consta de um estudo experimental em dois sistemas heteroestruturas de filmes finos bi, tri e multicamadas: (i) ferromagneto/metal com forte interação spin órbita (FM/HM) e (ii) supercondutore/isolante/ferromagneto (SC/I/FM). Amostras de ambas heteroestruturas foram crescidas com o objetivo de nelas induzir texturas magnéticas não-triviais. Nos sistemas do tipo FM/HM, as texturas de spin são formadas na interface entre os filmes e devem-se à interação Dzyaloshinskii-Moriya. No caso dos sistemas SC/I/FM, as texturas são induzidas pela interação do “stray field” produzido pelos vórtices no filme supercondutor com os momentos magnéticos da camada ferromagnética. Nas heteroestruturas do tipo FM/HM foram estudadas bicamadas e multicamadas de Co/Ru e Co/Pd, em particular, nas propriedades de transporte e magnetização. Os resultados de transporte elétrico nos filmes bicamadas da série (FM/HM) foram analisadas a partir da aplicação do modelo de condução com duas correntes com forte mistura de correntes, originalmente proposto por Campbel e Fert [50], adaptado ao caso de condução elétrica em filmes bicamadas. Tal análise permitiu a obtenção da contribuição da interface para o transporte eletrônico evidenciando efeitos de texturas magnéticas na interface das bicamadas. Já para o sistema (SC/I/FM) foram realizadas medidas de transporte elétrico e de imageamento por magneto-óptica (MOI) em amostras de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co com diferentes espessuras dos filmes de Co e de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. A seguir são apresentadas as principais conclusões e considerações finais sobre os resultados obtidos.

### I – Filme Bicamadas de Co/Ru

#### *I.a – Magnetização*

Os resultados de magnetização em função do campo magnético mostram que a magnetização de saturação diminui aproximadamente 12 % na bicamada de Co/Ru em relação à magnetização do filme de Co. Tal diminuição é atribuída à difusão entre Co e Ru na interface entre estes filmes. Além disso, os resultados de magnetização em função do campo magnético nas temperaturas  $T = 2$  K e  $T = 50$  K mostram uma assimetria no ciclo de histerese. A assimetria observada fornece evidência da formação de texturas

magnéticas quirais na interface entre os filmes de Co e Ru. Na faixa de temperaturas onde o efeito é observado espera-se que as soluções sólidas formadas na região da interface sejam magneticamente ativas. A estabilização desta textura poderia ser provocada pela interação Dzyaloshinskii-Moriya (DMI), a qual é antissimétrica e pode provocar anisotropia uniaxial consistente com a assimetria observada nos ciclos de histerese.

### *I.b – Resistividade elétrica*

Os resultados de resistividade ideal obtidos para a bicamada de Co/Ru em função da temperatura são bem descritos através da aplicação do modelo de condução por duas correntes com forte mistura de correntes adaptado para o caso de bicamadas metálicas. Além disso, a resistividade elétrica também mostra uma anomalia em  $T = 60$  K indicando a presença de um ordenamento magnético, provavelmente na interface. Este resultado é consistente com os resultados de magnetização e apontam para a presença de texturas magnéticas na interface.

### *I.c – Magnetorresistência*

Os resultados de magnetorresistência obtidos para a bicamada de Co/Ru são bem descritos a partir da aplicação do modelo de condução com mistura de correntes a partir dos resultados obtidos para os filmes componentes de Co e Ru. Estes resultados, entretanto, não mostram, ao menos dentro da precisão das medidas, efeitos específicos da interface.

### *I.d – Efeito Hall*

O comportamento do coeficiente de Hall ordinário em função da temperatura medida para a bicamada de Co/Ru não é satisfatoriamente descrito pela hipótese de condução com mistura de correntes. O desvio se deve, provavelmente, a uma contribuição relevante da região de interface ao efeito Hall ordinário e à complexidade da descrição quantitativa desta propriedade, complicada pelo fato de que o Ru apresenta efeitos de condução por duas bandas. Por outro lado, os resultados obtidos para o coeficiente Hall anômalo em função da temperatura são bem descritos pelo modelo de condução com mistura de correntes.

De forma geral, as propriedades de magnetotransporte não mostram fortes efeitos da interface na bicamada de Co/Ru indicando que os mecanismos de espalhamento eletrônico não diferem significativamente dos processos presentes no transporte dos filmes componentes de Co e Ru.

## **II – Filme Multicamadas de Co/Ru**

Diferentemente da bicamada de Co/Ru, na multicamada não é observada a assimetria no ciclo de histerese. Este fato sugere que na multicamada a simetria de inversão é restaurada tornando menos provável o acoplamento Dzyaloshinskii-Moriya e, por conseguinte, as texturas quirais nas interfaces. Porém, a magnetização de saturação da multicamada é similar à encontrada para a bicamada, indicando que efeitos de desordem existem nas várias interfaces de Co/Ru. De forma qualitativa, os resultados de magnetotransporte encontrados para a multicamada de Co/Ru não diferem significativamente dos observados para a bicamada.

## **III – Filme Bicamadas de Co/Pd**

### *III.a – Magnetização*

Os resultados de magnetização em função do campo magnético aplicado para a bicamada de Co/Pd mostram que a magnitude da magnetização de saturação observada é maior, cerca de 10 %, que a apresentada para o filme de Co, indicando que há uma polarização dos átomos de Pd na interface Co/Pd.

### *III.b – Resistividade Longitudinal*

Os coeficientes encontrados a partir do ajuste dos resultados de resistividade em temperaturas abaixo de 40 K mostram coeficientes compatíveis com os obtidos para os filmes de Co e Pd, indicando a predominância do espalhamento *s-d*.

A resistividade ideal da bicamada de Co/Pd não é inteiramente descrita pelo modelo de condução com mistura de correntes. Este resultado mostra que efeitos de interface são relevantes nesta amostra.

### *III.c – Magnetorresistência*

Os resultados de magnetorresistência mostram uma diminuição da componente positiva da magnetorresistência em baixos campos e temperaturas. Isto indica, juntamente com a alta coercividade no plano do filme a presença de domínios com componente fora do plano oriundos provavelmente da interface entre as camadas de Co e Pd.

Os resultados de magnetorresistência para esta amostra também não são completamente descritos através da hipótese de condução por uma associação com mistura de correntes entre as camadas de Co e Pd. Isto reforça a suposição de que os efeitos de interface são importantes e modificam fortemente as propriedades de transporte deste sistema.

### *III.d – Efeito Hall*

O coeficiente de Hall ordinário obtido para a bicamada de Co/Pd é praticamente constante com a temperatura. Este coeficiente apresenta um valor cerca de 30 % menor que o calculado com base no modelo de condução com mistura de correntes. Esta diferença pode ser atribuída à formação de uma solução sólida na interface, a qual modifica a estrutura eletrônica nesta região.

Os valores encontrados para o coeficiente Hall anômalo, quando contrastados com aqueles obtidos a partir do modelo de mistura de correntes, mostram que há uma contribuição na interface para o efeito Hall anômalo que é negativa e diminui com o aumento da temperatura. O sinal negativo desta contribuição indica que a região da interface é composta por uma solução sólida rica em Pd. A presença de tais regiões na interface contribuem para um aumento local da interação DM, que pode produzir texturas magnéticas quirais.

## **IV – Filmes Multicamadas de Co/Pd**

### *IV.a – Magnetização*

As medidas de magnetização em função do campo magnético aplicado no plano do filme mostram que a magnetização de saturação possui um valor similar ao encontrado para a bicamada de Co/Pd. Além disso, o campo coercivo em 300 K é maior para a

multicamada, indicando que há uma forte contribuição de defeitos presentes provavelmente nas interfaces desta amostra.

#### *IV.b – Resistividade Longitudinal*

Os coeficientes encontrados a partir do ajuste do comportamento da resistividade longitudinal em baixas temperaturas são compatíveis com aqueles obtidos para a bicamada. Entretanto, a resistividade residual apresentada pela multicamada é ligeiramente maior que a da bicamada, indicando também que há efeitos significativos de desordem neste sistema.

#### *IV.c – Magnetorresistência*

A variação em temperatura e a magnitude dos resultados de magnetorresistência em mais alto campo observada para o filme multicamadas é similar à obtida para o filme de Co. Este resultado mostra que os efeitos de interface são mais pronunciados na bicamada de Co/Pd do que na multicamada.

#### *IV.d – Efeito Hall*

O coeficiente de Hall ordinário obtido para a multicamada de Co/Pd apresenta um valor absoluto maior do que aquele obtido para as amostras de Co e Co/Pd, indicando que pode haver, na multicamada, uma forte interdifusão entre as camadas. O comportamento do coeficiente Hall anômalo em função da temperatura para a multicamada de Co/Pd é mais próximo do observado para o filme de Co do que para a bicamada. Estes resultados, assim como os resultados de magnetorresistência, indicam que os efeitos de interface da bicamada são mais proeminentes.

### **V – Filme de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24)**

#### *V.a – Medidas de MOI*

Os resultados das medidas de MOI para a amostra de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24) mostram que as avalanches de fluxo na camada supercondutora induzem texturas

magnéticas na camada de Co. Tais texturas reproduzem o formato dendrítico das avalanches. As texturas de spin são estáveis mesmo em temperatura ambiente e após induzidas, interferem na disposição e nucleação dos vórtices produzidos na camada supercondutora. A interação entre a textura induzida e os vórtices se dá de tal forma a produzir uma penetração inhomogênea de fluxo na camada supercondutora nas temperaturas entre 6 K e 8 K.

### *V.b – Magnetorresistência*

O comportamento global da magnetorresistência medida na camada de Co da amostra Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24) é praticamente idêntico ao observado para a amostra pura de Co. Entretanto, a magnetorresistência em baixo campo aplicado mostra um comportamento dependente do regime de vórtices no estado supercondutor. No limite das instabilidades termomagnéticas, a magnetorresistência apresenta um comportamento ruidoso associado a rápida penetração de fluxo magnético na camada supercondutora na forma de avalanches. Este resultado permite, juntamente com os resultados de resistividade Hall, a construção de um diagrama *H-T* que delimita o regime de instabilidades de fluxo na heteroestrutura. Além disso, algumas anomalias são observadas nas medidas de magnetorresistência nas temperaturas de 5 K e 6 K. Apesar da origem destas anomalias não serem conhecidas, estas devem estar associadas ao processo de magnetização da camada de Co em interação com a camada supercondutora.

### *V.c – Efeito Hall*

Os resultados de resistividade Hall nas temperaturas abaixo de 8 K, de modo ainda mais nítido que a magnetorresistência, apresentam um comportamento ruidoso na região de campo e temperatura onde ocorrem as instabilidades termomagnéticas na camada supercondutora. O diagrama *H-T* que delimita o limite das instabilidades, construído a partir dos resultados de magnetotransporte, é próximo àquele construído para um filme de Nb depositado em condições similares. Desta forma, essa heteroestrutura mostrou-se útil para detectar a ocorrência de avalanches de fluxo por meio de medidas elétricas utilizando um método mais simples do que os até então utilizados para tal fim. No limite de mais altos campos e temperaturas a resistividade Hall, o coeficiente Hall ordinário e a

resistividade Hall anômala apresentam comportamentos característicos de um filme único de Co.

## **VI – Filme de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(20)**

As medidas de MOI no filme de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(20), denominado Nb/Co(20), mostram que as texturas magnéticas induzidas na camada ferromagnética devido a penetração das avalanches de fluxo apresentam uma estrutura na forma de um par de domínios filamentosos, com momentos magnéticos opostos, que são produzidos nas regiões central e lateral à posição prévia da avalanche. Este par de domínios reproduz a forma dendrítica das avalanches de fluxo. O domínio induzido na região central da avalanche gera um “stray field” que aponta na direção perpendicular ao plano do filme e no sentido oposto ao campo da avalanche. O domínio induzido na região lateral à avalanche gera um “stray field” que aponta no mesmo sentido do campo. Tais domínios filamentosos, com magnetizações opostas que atuam como domínios de fechamento, são essenciais para a estabilidade em altas temperaturas das texturas magnéticas induzidas pelas avalanches de fluxo. A formação destas texturas é explicada por meio de um mecanismo de reversão da magnetização prévia do filme ferromagnético devido à componente do “stray field”, paralela ao plano do filme, produzida pelas avalanches de fluxo.

Os resultados de MOI para esta amostra, na temperatura de 8 K, mostram que o fluxo magnético penetra homogeneamente na camada ferromagnética quando não há uma textura prévia e de forma dirigida e inhomogênea quando há a textura induzida. Essa penetração inhomogênea se deve essencialmente à interação atrativa entre os vórtices e as regiões da camada ferromagnética que apresentam “stray field” apontando na direção oposta ao campo dos vórtices.

## **VII – Filme de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(150)**

Os resultados de MOI em  $T = 8$  K para a amostra Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(150), denominada Nb/Co(150), mostram um forte efeito do “stray field” da borda do filme magnético que recobre o filme supercondutor na penetração de fluxo. Nesta temperatura, e no limite de baixos campos magnéticos aplicados, observou-se um acúmulo de vórtices na borda da camada magnética cujo “stray field” aponta na direção do campo dos vórtices,

que é a orientação do campo externo. Este efeito é explicado pelo fato desta borda atuar como uma barreira repulsiva, até que a pressão magnética entre os vórtices seja suficiente para impulsioná-los através dela e continuarem seu movimento a partir daí.

Para a temperatura de 2.5 K são observados os efeitos da magnetização prévia da camada de Co na deflexão das avalanches de fluxo que se aproximam ou penetram a região recoberta pela camada ferromagnética. As avalanches de fluxo apresentaram um enfraquecimento em sua intensidade, que se manifesta pela diminuição do contraste luminoso na imagem de MOI, ao passar pela camada recoberta por Co. Este enfraquecimento é atribuído a grande espessura e alta permeabilidade magnética do cobalto. Associado a esse efeito, a textura magnética induzida na camada de Co apresentou um aspecto difuso, principalmente nos filamentos laterais a ela. Tal textura induzida mostrou-se instável frente às excitações térmicas, sendo gradualmente apagada na medida em que a temperatura é aumentada. Este efeito indica que a ausência de domínios de fechamento bem definidos, como ocorre na amostra Nb/Co(20), tornam a textura induzida na camada ferromagnética mais instável.

## **VIII – Considerações Gerais**

De forma geral, a análise dos resultados nos filmes da série FM/HM mostrou a presença de texturas magnéticas na interface tanto das bicamadas de Co/Ru quanto das bicamadas de Co/Pd, sendo mais pronunciados os efeitos observados nas medidas de transporte elétrico na bicamada de Co/Pd.

Nas heteroestruturas de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co, os resultados de MOI possibilitaram a visualização de textura magnética na camada de Co induzida pelas avalanches de fluxo magnético da camada de Nb. Essas texturas mostraram-se estáveis em temperatura ambiente e na ausência de campo aplicado. Devido a limitações experimentais não foi possível investigar a estrutura em escala microscópica das texturas magnéticas induzidas nos filmes de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co e nas bicamadas de Co/Ru e Co/Pd. No entanto, é razoável supor que as texturas formadas nas interfaces das bicamadas Co/Ru e Co/Pd apresentam quiralidades. Em particular, no sistema Co/Pd a estabilização de skyrmions de Néel na interface entre filmes de Co e Pd foi demonstrada [20]. Dentre as motivações iniciais desta Tese estavam a identificação de efeitos de skyrmions nas interfaces dos filmes FM/HM e a indução destas excitações de spin via vórtices de Abrikosov em heteroestruturas SC/I/FM. Embora a observação de skyrmions não tenha sido possível,

os resultados desta Tese sugerem a possibilidade de geração controlada de uma rede de skyrmions de Néel em interfaces Co/Pd mediante a preparação de um sistema híbrido do tipo Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co/Pd.

## Anexo A – Modelo de Duas Correntes com Mistura Aplicado a Bicamadas

A descrição das propriedades de condução elétrica nos filmes bicamadas, compostos por um metal ferromagnético e um metal não-magnético estudados nesta Tese, é feita com base em um modelo de condução por duas correntes. Este modelo é uma adaptação do modelo fenomenológico de condução por duas correntes polarizadas em spin, proposto originalmente por Campbell e Fert para descrever o transporte elétrico em amostras de metais ferromagnéticos [50].

Ao se adaptar o modelo de condução por duas correntes ao transporte numa bicamada deve-se considerar que as correntes fluem em filmes distintos. Assim, a associação se aplica a um par de resistências, e não diretamente às resistividades, como no modelo de Campbell-Fert [50]. Então, para uma bicamada, escreve-se:

$$R = \frac{R_1 R_2 + R_{12}(R_1 + R_2)}{R_1 + R_2 + 4R_{12}}, \quad (\text{A.1})$$

onde,  $R$  é a resistência equivalente da bicamada,  $R_i$  ( $i = 1,2$ ) é a resistência de cada uma das camadas e  $R_{12}$  é a resistência fictícia que descreve o efeito da mistura das correntes [50]. No caso das bicamadas, tal mistura decorre do contato metálico entre os dois filmes na região da interface. Dois limites podem ser analisados facilmente. Um deles corresponde ao caso em que  $R_{12} = 0$ . Neste caso a resistência equivalente é uma mera associação em paralelo de  $R_1$  e  $R_2$ . O outro limite ocorre quando há mistura total das correntes, ou seja, quando  $R_{12} \gg R_i$ . Neste caso,

$$R = \frac{1}{4}(R_1 + R_2) \quad (\text{A.2})$$

Definindo  $R_i = \rho_i \frac{L}{A_i}$  ( $i = 1,2$ ) e  $R = \rho \frac{L}{A_1 + A_2}$ , onde  $\rho_i$  é a resistividade de camada  $i$ ,  $A_i$  é a área da seção transversal da camada  $i$  e  $L$  é a distância entre os contatos de tensão na bicamada. Como as bicamadas estão em contato elétrico em toda sua extensão, não podemos tratar esse sistema como uma simples superposição de camadas isoladas independentes. Nesse sentido é importante considerar que pode haver forte mistura de

correntes entre os filmes componentes. Se houver mistura de correntes, a expressão (A.2) pode ser reescrita como

$$\rho = \frac{(t_1 + t_2)}{4} \left( \frac{\rho_1}{t_1} + \frac{\rho_2}{t_2} \right) \quad (\text{A.3})$$

Na expressão (A.3),  $t_i$  é a espessura da camada  $i$ . Na situação em que  $t_1 \cong t_2$ , a qual corresponde ao caso das bicamadas de Co/Ru e Co/Pd estudada, a expressão (A.3) pode ser escrita como

$$\rho \cong \frac{1}{2} (\rho_1 + \rho_2) \quad (\text{A.4})$$

Desta forma, a resistividade ideal de uma bicamada,  $\rho_{1/2}^i(T)$  pode ser escrita como

$$\rho_{1/2}^i(T) \cong \frac{1}{2} (\rho_1^i(T) + \rho_2^i(T)) \quad (\text{A.5})$$

A magnetorresistência para a bicamada pode ser escrita a partir da Equação (A.4) como

$$\Delta\rho_{1/2}(H) \cong \frac{1}{2} (\Delta\rho_1(H) + \Delta\rho_2(H)), \quad (\text{A.6})$$

onde  $\Delta\rho_i$  ( $i = 1,2$ ) é a magnetorresistência para o filme individual  $i$ . Tal como a Equação (A.4), a expressão (A.6) é válida se as espessuras dos filmes componentes da bicamada forem iguais. A Equação (A.6) relaciona a magnetorresistência da bicamada com a magnetorresistência de cada filme componente.

Na suposição de mistura de correntes, espera-se que o campo elétrico na direção longitudinal da bicamada possa ser escrito como

$$J_{xx} = \frac{E_{xx}}{\rho_{F/m}}, \quad (\text{A.7})$$

onde  $\rho_{F/m}$  é a resistividade da bicamada. Neste limite, também é necessário um só valor para o campo de Hall,  $E_{xy}$ . Logo, para o caso do efeito Hall, pode-se escrever o campo elétrico de Hall para cada filme componente da seguinte forma

$$E_{xy} = R_0^{(F)} J_{xx}^{(F)} B + \mu_0 R_s^{(F)} J_{xx}^{(F)} M^{(F)} \quad (\text{A.8})$$

Para a camada ferromagnética e

$$E_{xy} = R_0^{(m)} J_{xx}^{(m)} B + \mu_0 R_s^{(m)} J_{xx}^{(m)} M^{(m)} \quad (\text{A.9})$$

Para a camada não-magnética. Somando as expressões (A.8) e (A.9) temos

$$E_{xy} = \frac{1}{2} (R_0^{(F)} J_{xx}^{(F)} + R_0^{(m)} J_{xx}^{(m)}) B + \frac{\mu_0}{2} (R_s^{(F)} J_{xx}^{(F)} M^{(F)} + R_s^{(m)} J_{xx}^{(m)} M^{(m)}) \quad (\text{A.10})$$

Deste modo, pode-se definir um coeficiente Hall ordinário equivalente,  $R_0^{(F/m)}$ , associado ao primeiro termo da equação e um coeficiente Hall anômalo,  $R_s^{(F/m)}$ , associado ao segundo termo, de tal forma que

$$E_{xy} = R_0^{(F/m)} J_{xx} B + \mu_0 R_s^{(F/m)} J_{xx} M \quad (\text{A.11})$$

Comparando as Equações (A.10) e (A.11) podemos escrever  $R_0^{(F/m)}$  como

$$R_0^{(F/m)} J_{xx} = \frac{1}{2} (R_0^{(F)} J_{xx}^{(F)} + R_0^{(m)} J_{xx}^{(m)}) \quad (\text{A.12})$$

Usando  $J_{xx}^{(i)} = E_{xx} / \rho_{xx}^{(i)}$ , onde  $i = F, m$ , obtém-se

$$R_0^{(F/m)} = \frac{\rho_{F/m}}{2} \left( \frac{R_0^{(F)}}{\rho_{xx}^{(F)}} + \frac{R_0^{(m)}}{\rho_{xx}^{(m)}} \right) \quad (\text{A.13})$$

No caso de mistura de correntes, a resistividade  $\rho_{F/m}$  pode ser escrita segundo a Equação (A.4), ou seja

$$\rho_{F/m} = \frac{1}{2} (\rho_{xx}^{(F)} + \rho_{xx}^{(m)}) \quad (\text{A.14})$$

Substituindo a Equação (A.14) na Equação (A.13) tem-se:

$$R_0^{(F/m)} = \frac{(\rho_{xx}^{(F)} + \rho_{xx}^{(m)})}{4} \left( \frac{R_0^{(F)}}{\rho_{xx}^{(F)}} + \frac{R_0^{(m)}}{\rho_{xx}^{(m)}} \right) \quad (\text{A.15})$$

A expressão (A.15) permite a obtenção da constante de Hall ordinária em termos das propriedades das camadas individuais. Resta agora, estabelecer a relação com o coeficiente Hall anômalo. Identificando o segundo termo da Equação (A.11) com o segundo termo da Equação (A.10) temos

$$R_S^{(F/m)} J_{xx} M = \frac{1}{2} (R_S^{(F)} J_{xx}^{(F)} M^{(F)} + R_S^{(m)} J_{xx}^{(m)} M^{(m)}) \quad (\text{A.16})$$

Usando  $J_{xx}^{(i)} = E_{xx}/\rho_{xx}^{(i)}$  em (A.16) obtêm-se

$$R_S^{(F/m)} = \frac{\rho_{F/m}}{2M} \left( \frac{R_S^{(F)}}{\rho_{xx}^{(F)}} M^{(F)} + \frac{R_S^{(m)}}{\rho_{xx}^{(m)}} M^{(m)} \right) \quad (\text{A.17})$$

Substituindo a Equação (A.14) em (A.17) temos

$$R_S^{(F/m)} = \frac{\rho_{xx}^{(F)} + \rho_{xx}^{(m)}}{4M} \left( \frac{R_S^{(F)}}{\rho_{xx}^{(F)}} M^{(F)} + \frac{R_S^{(m)}}{\rho_{xx}^{(m)}} M^{(m)} \right) \quad (\text{A.18})$$

No caso em que o metal (m) for fracamente magnético (por exemplo, um paramagneto de Pauli), a razão  $\frac{M^{(m)}}{M} \ll 1$  e o segundo termo de (A.18) se torna desprezível, logo a expressão (A.18) fica

$$R_S^{(F/m)} \cong \frac{\rho_{xx}^{(F)} + \rho_{xx}^{(m)}}{4\rho_{xx}^{(F)}} \left( \frac{M^{(F)}}{M} \right) R_S^{(F)}, \quad (\text{A.19})$$

ou

$$R_S^{(F/m)} \cong \frac{1}{4} \left( 1 + \frac{\rho_{xx}^{(m)}}{\rho_{xx}^{(F)}} \right) \left( \frac{M^{(F)}}{M} \right) R_S^{(F)}, \quad (\text{A.20})$$

Desta forma, a expressão (A.20) descreve o coeficiente Hall anômalo da bicamada,  $R_S^{(F/m)}$ , em termos das propriedades de cada camada componente e da magnetização  $M$  da bicamada.

## **Anexo B – Efeitos da Camada Magnética na Temperatura Crítica de Transição do Nb na Heteroestrutura Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co**

Neste Anexo são apresentados os resultados de magnetização e resistividade em função da temperatura para amostras de Nb(200), Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(20) e Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(150), essas amostras serão denominadas Nb, Nb/Co(20) e Nb/Co(150), respectivamente. As amostras Nb/Co(20) e Nb/Co(150) apresentam a configuração geométrica das amostras estudadas em MOI, nos quais um retângulo de material ferromagnético é depositado no centro do filme de Nb. As medidas de magnetização também são realizadas em uma amostra Nb(200)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(15)/Co(20) onde a camada de Co recobre totalmente o filme de Nb. Esta amostra será denominada Nb/Co(20)(inteira).

A Figura B.1 apresenta os resultados de magnetização em função da temperatura seguindo o procedimento ZFC para os campos de 100 Oe, 1 kOe, 5 kOe e 9 kOe, indicados nas figuras. Nessas medidas o campo magnético é aplicado perpendicularmente ao plano da amostra.

Os resultados apresentados na Figura B.1 demonstram que há uma diferença considerável na magnetização e nas temperaturas críticas de transição do Nb para as diferentes heteroestruturas. Pode-se notar que o comportamento da temperatura crítica da amostra Nb, em função da temperatura e para os campos magnéticos apresentados, é muito próximo ao da amostra Nb/Co(20)(inteira). Da mesma forma, o comportamento de  $T_c(H,T)$  e da magnetização para a amostra Nb/Co(150) é semelhante ao da amostra Nb/Co(20). Na presença de um campo magnético entre 100 Oe e 1 kOe a amostra de Nb e Nb/Co(20)(inteira) possuem temperatura crítica maior que as amostras com a tira magnética, Nb/Co(20) e Nb/Co(150). Esse efeito pode estar associado ao campo produzido pela magnetização da borda ferromagnética (stray field). Em baixos campos magnéticos aplicados, o “stray field” produzido pela camada ferromagnética pode atuar como um campo adicional, fazendo com que a temperatura crítica diminua nas heteroestruturas. Com o aumento do campo aplicado o campo adicional provocado pelo “stray field” produzido na borda da camada ferromagnética torna-se cada vez menos relevante para depreciar a supercondutividade e no campo de 1 kOe, Figura B.2 (b), as temperaturas críticas de todas as amostras tornam-se muito próximos.

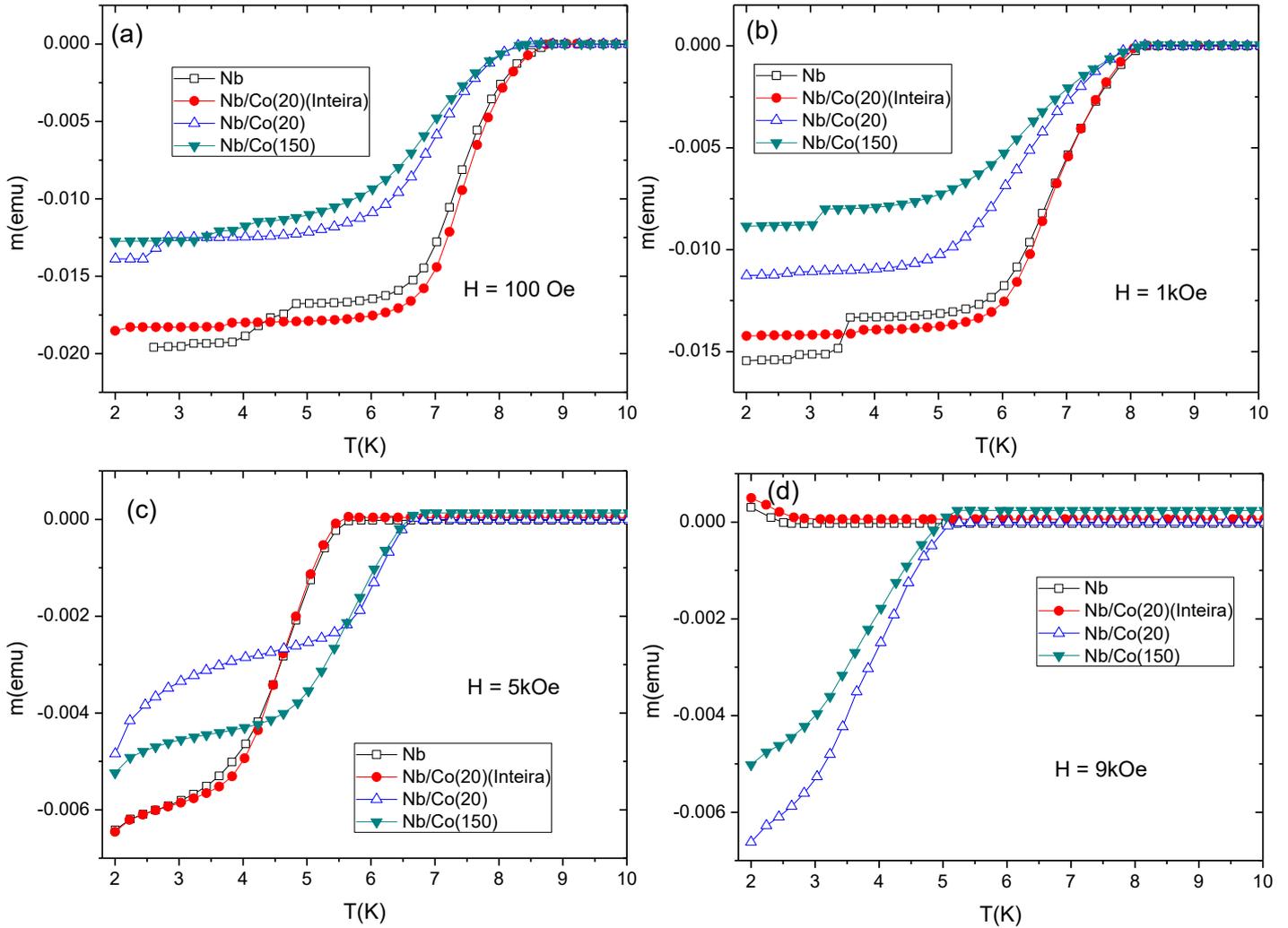


Figura B.1 – Magnetização em função da temperatura, para todas as amostras estudada, utilizando o procedimento ZFC para os campos (a)  $H = 100$  Oe, (b)  $H = 1$  kOe, (c)  $H = 5$  kOe e (d)  $H = 9$  kOe.

Para os campo magnéticos aplicados de 5 kOe e 9 kOe o efeito mais interessante ocorre. A temperatura crítica de transição é significativamente maior para as amostras que contém uma camada ferromagnética na forma de tira centralizada na camada supercondutora. É interessante constatar que em  $H = 5$  kOe as amostras Nb puro e Nb/Co(20)(inteira) tem  $T_C$  cerca de 1.2 K menor que para o par Nb/Co(20) e Nb/Co(150). Em  $H = 9$  kOe a diferença é ainda maior. Enquanto o par Nb/Co(20) e Nb/Co(150) apresenta  $T_C \approx 5$  K, as amostras de Nb e Nb/Co(inteira) tem  $T_C \approx 2.5$  K, observável através de um efeito Meissner paramagnético, provavelmente gerado pelo aprisionamento de vórtices. Numa primeira análise, pode-se supor que a robustez do  $T_C$  no par de amostras Nb/Co(20) e Nb/Co(150) é um efeito de borda da camada magnética. O aumento de  $T_C$

em filmes recobertos com tiras magnéticas é previsto teoricamente por Milosevic e colaboradores [150][151]. Esses autores relatam que o campo produzido pelas bordas da camada ferromagnética, cuja magnetização está no plano, pode produzir vórtices(anti-vórtices) na borda negativa(positiva) na ausência de um campo aplicado. Quando o campo magnético, aplicado perpendicularmente ao plano do filme, é aumentado, os vórtices criados são aniquilados pelos antivórtices e a amostra tem um aumento no seu campo crítico. Este aumento é atribuído à diferença na densidade de vórtices entre um lado da borda magnética e o outro [150][151]. O efeito previsto no estudo de Milosevic é limitado a campos aplicados muito baixos, da ordem de 50 Oe [151], e pode não ser responsável pelas observações em nossas amostras.

A Figura B.2 mostra medidas de resistência elétrica normalizada em função da temperatura para a amostra de Nb, (painel (a)) e a amostra Nb/Co(20), (painel (b)), no qual os contatos elétricos foram colocados no filme de Nb.

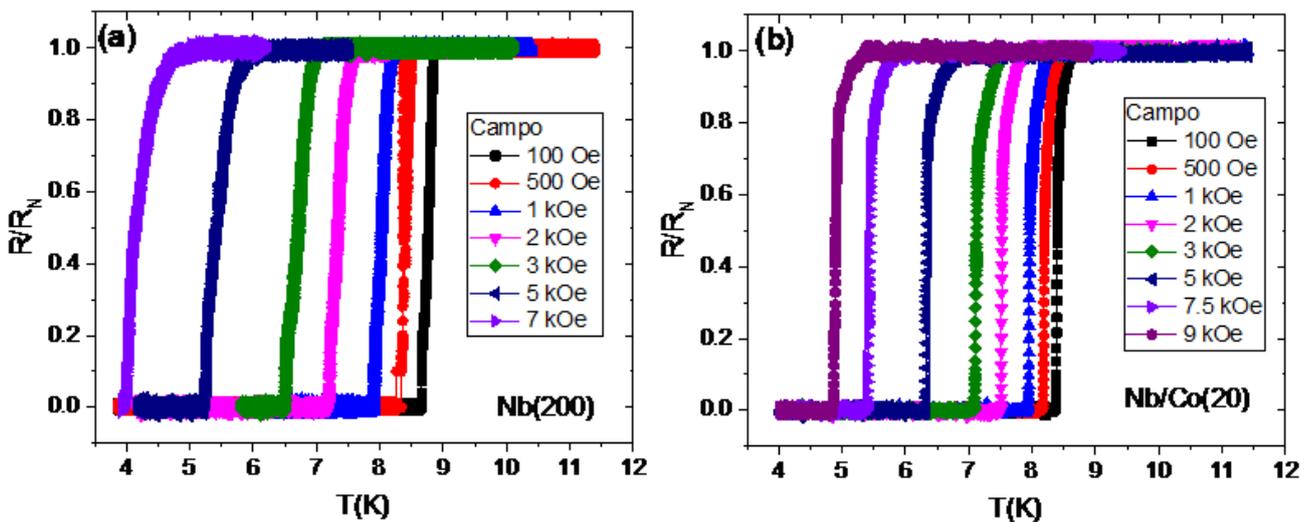


Figura B.2 – Resistência normalizada em função da temperatura para diferentes campos aplicados para a amostra (a) Nb(200) e (b) Nb/Co(20).

Claramente a temperatura crítica diminui mais rapidamente em função do campo aplicado na amostra de Nb pura que na amostra Nb/Co(20), confirmando os resultados de magnetização da Figura B.1.

A Figura B.3 apresenta os valores de temperatura crítica, resumindo os resultados obtidos através dos dados de magnetização, Figura B.1, e resistividade, Figura B.2. O método de obtenção de  $T_c$  para ambas as medidas foi o método de dupla tangente.

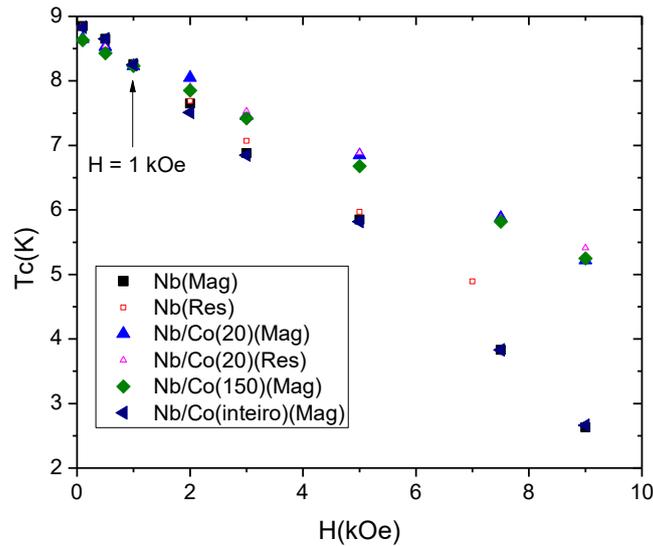


Figura B.3 – Temperatura crítica de transição em função do campo aplicado para os filmes estudados através de medidas de magnetização e resistividade elétrica.

A Figura B.3 mostra que, dentro da precisão experimental, os resultados para  $T_c$  obtidos nas experiências de resistividade e magnetização são consistentes. O efeito de aumento da robustez de  $T_c$  frente à aplicação de campo magnético é claramente dependente do fato de a camada ferromagnética recobrir parcialmente a camada supercondutora. De fato, para que haja uma variação positiva no campo crítico com relação ao valor observado na amostra pura, parece necessário que haja uma região da amostra com uma alta densidade de vórtices, provavelmente a região do Nb abaixo da camada ferromagnética, e uma região com densidade de vórtices reduzida. Estes resultados ainda encontram-se em análise e discussão, mas duas proposições poderiam explicar as observações (i) há uma magnetização prévia no plano da camada ferromagnética que produz “stray fields” que aumentam o aprisionamento dos vórtices no perímetro da camada ferromagnética; (ii) o aumento do campo magnético produz domínios magnéticos na direção paralela ao campo que aprisionam fortemente os vórtices, criando um gradiente com alta densidade de vórtices na região recoberta pelo filme ferromagnético, e uma região com densidade de vórtices inferior ao valor de equilíbrio no entorno da tira de Co. Além disso, com o aumento do campo magnético, o “stray field” produzido nas bordas da camada ferromagnética seria efetivo para dificultar a saída de vórtices da região recoberta pela camada magnética.

## Anexo C – Microscopia de Força Magnética nas Heteroestruturas Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co com Textura Induzida

Neste anexo são apresentadas algumas imagens de microscopia de força magnética (MFM) realizadas com o intuito de estudar em escala microscópica a textura magnética induzida na camada de Co devido às avalanches de fluxo em amostras de Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co (apresentadas no capítulo 5). As primeiras medidas de MFM foram feitas num sistema MFM da Bruker, localizado no CBPF, e gerenciado pelo grupo da Dra. Elisa Saitovitch, tendo como coordenador o Dr. Fernando Stavale. A Figura C.1 apresenta os resultados de MFM obtidos em temperatura ambiente para amostra Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(22)/Co(24) após esta ser submetida a um tratamento termomagnético na temperatura de 2 K e campo magnético de 100 Oe.

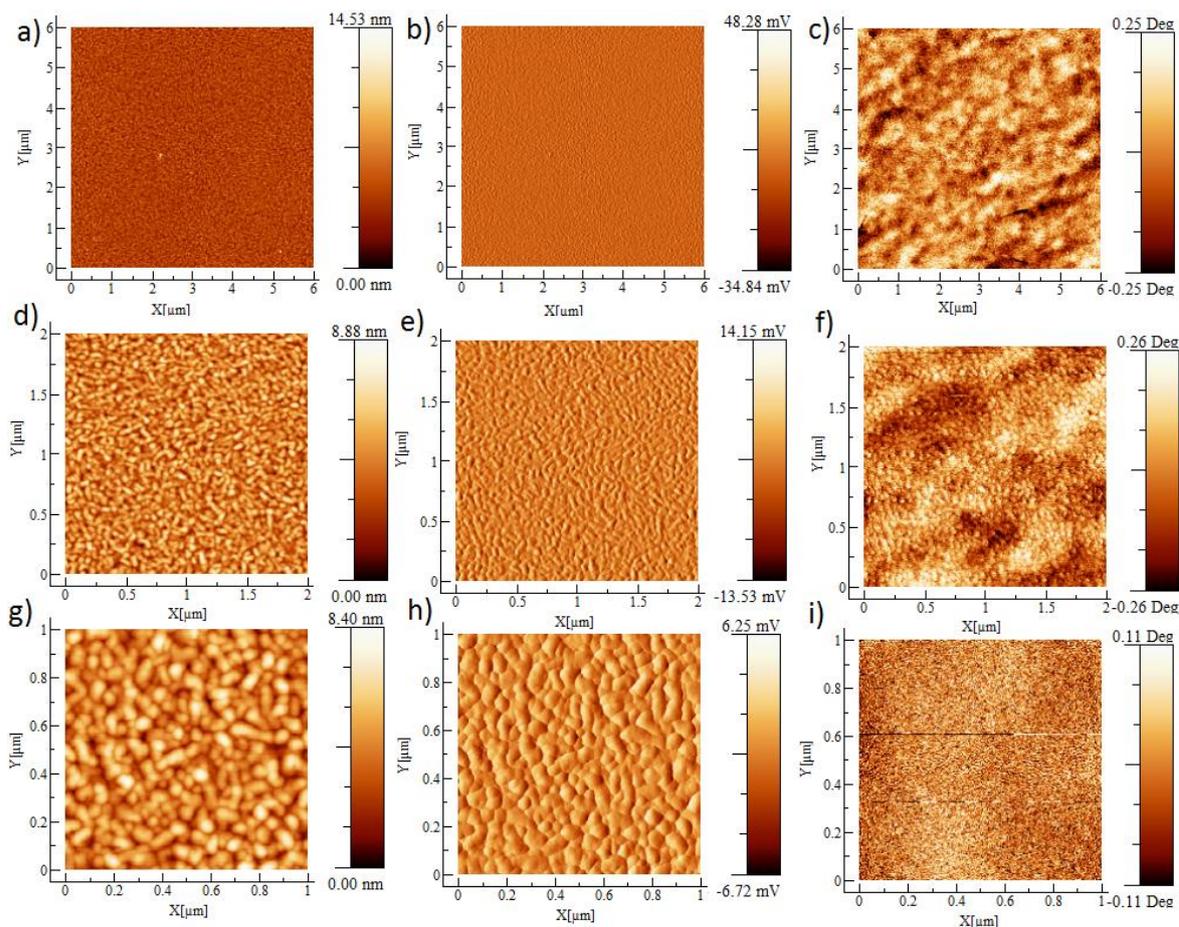


Figura C.1 – Imagens de MFM a), d) e g) referem-se à altura; b), e) e h) referem-se a variação da fase de oscilação e c), f) e i) refere-se à magnetização, para as ampliações indicadas.

O primeiro teste de MFM revelou que a amostra estudada possui boa qualidade de superfície, bem como demonstra que a magnetização pode ser observada, apesar da camada protetora, de aproximadamente 10 nm de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  sobre o cobalto. A camada observada nas imagens de topografia, Figuras C.1 (a), (b), (d), (e), (g) e (h), corresponde ao  $\text{Al}_2\text{O}_3$  depositado no topo da estrutura Nb/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ /Co. Para esta camada, a rugosidade média está em torno de 1.7 nm e o tamanho do grão é de cerca de 70 nm.

Pode-se observar também que o padrão de MFM mostrado nas Figuras C.1(c) e C.1(f) é diferente da topografia da amostra e é associado à presença de domínios magnéticos. Entretanto, os domínios apresentados nas Figuras C.1(c) e C.1(f) não parecem possuir alguma correlação com as texturas observadas por MOI.

Após a obtenção dos resultados da Figura C.1, também foram realizadas medidas de MFM no microscópio do Laboratório de Magnetismo (LAM) da UFRGS tendo como operadora a pesquisadora Dra. Bárbara Canto. Essas imagens foram obtidas em temperatura ambiente para uma amostra Nb(200)/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ (15)/Co(20). Esta amostra foi previamente resfriada a  $T = 2$  K e um campo magnético de  $H = 180$  Oe foi aplicado. Ainda com o campo aplicado a temperatura da amostra foi elevada, até passar a temperatura de transição, e o campo magnético foi então retirado.

As imagens observadas na Figura C.2 foram obtidas após algumas horas procurando por regiões onde haviam alguma textura magnética observável. Isto se deve pelo fato de o scan do MFM ser feito em regiões pequenas da amostra quando comparadas com o espaçamento entre as texturas que estávamos procurando. Pode-se observar, da Figura C.2, que a textura magnética observada possui algumas semelhanças com aquelas deixadas pelas avalanches de fluxo, porém o tamanho da textura observada é reduzido, cerca de 1  $\mu\text{m}$ . É importante ressaltar, que a imagem observada na Figura C.2 é um produto da interação entre a ponta do MFM e o “stray field” da camada ferromagnética. O efeito da ponta fica claro ao comparar-se as Figuras C.2 (c) e C.2 (f) onde parte da magnetização é modificada ao passar-se novamente a ponteira na região magnética. Como há uma forte interação entre a ponta do MFM e a textura magnética da amostra a interpretação dos resultados torna-se inviável.

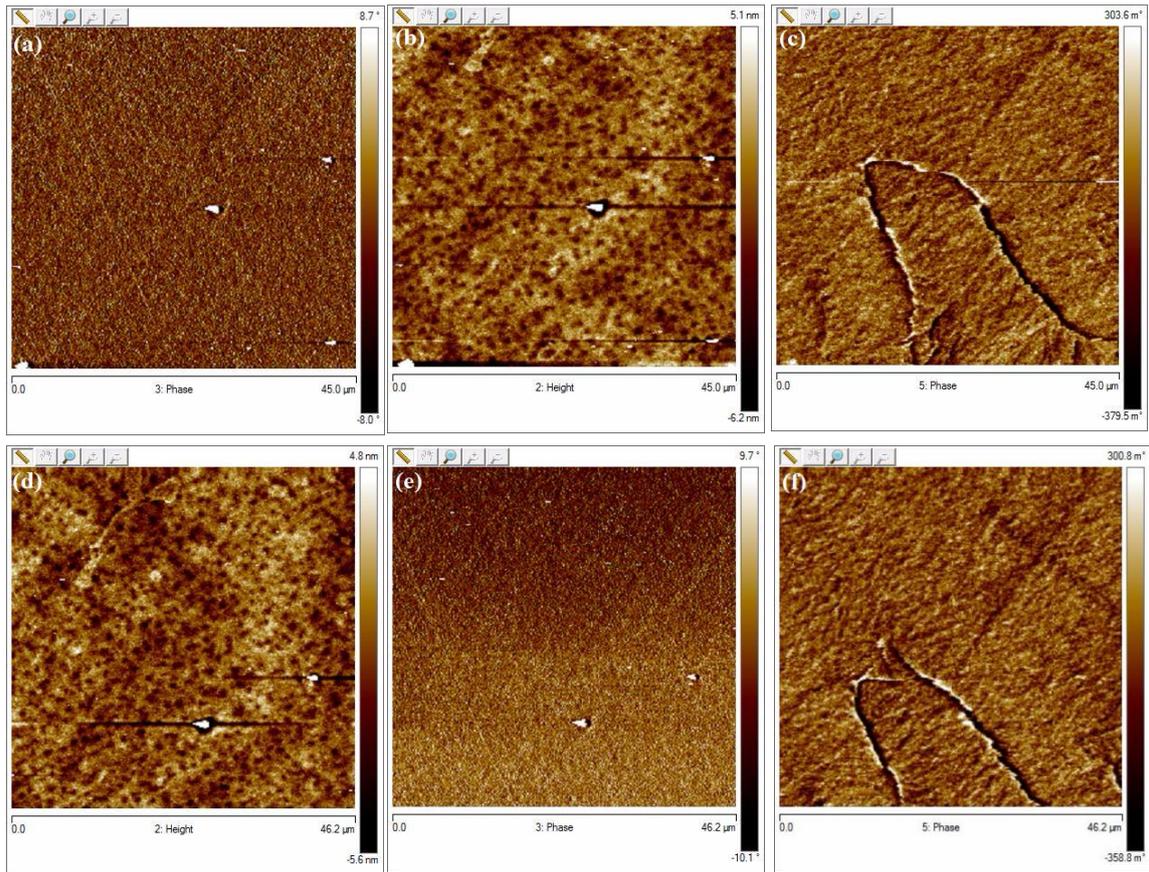


Figura C.2 – Imagens de MFM de (a),(d) altura, (b),(e) fase e (c),(f) magnetização. As imagens (d), (e) e (f) foram obtidas instantes após as medidas (a), (b) e (c).

## Referências Bibliográficas

- [1] Hellman, F.; Hoffmann, A.; Tserkovnyak, Y.; Beach, G. S. D.; Fullerton, E. E.; Leighton, C.; MacDonald, A. H.; Ralph, D. C.; Arena, D. A.; Dür, H. A.; Fischer, P.; Grollier, J.; Heremans, J. P.; Jungwirth, T.; Kimel, A. V.; Koopmans, B.; Krivorotov, I. N.; May, S. J.; Petford-Long, A. K.; Rondinelli, J. M.; Samarth, N.; Schuller, I. K.; Slavin, A. N.; Stiles, M. D.; Tchernyshyov, O.; Thiaville, A. and Zink, B. L. *Interface-induced phenomena in magnetism*. **Review of Modern Physics**. v. 89, p. 025006, Jun. 2017.
- [2] Wolf, S. A.; Awschalom, D. D.; Buhrman, R. A.; Daughton, J. M.; von Molnár, S.; Roukes, M. L.; Chtchelkanova, A. Y. and Treger, D. M. *Spintronics: a spin-based electronics vision for the future*. **Science**. v. 16, p. 1488, Nov. 2001.
- [3] Chen, G.; Zhu, J.; Quesada, A.; Li, J.; N'Diaye, A. T.; Huo, Y.; Ma, T. P.; Chen, Y.; Kwon, H. Y.; Won, C.; Qiu, Q. Z.; Schmid, A. K. and Wu, Y. Z. *Novel chiral magnetic domain wall structure in Fe/Ni/Cu(001) films*. **Physical Review Letters**. v.110, p. 177204, April 2013.
- [4] Heide, M.; Bihlmayer, G. and Blügel, S. *Dzyaloshinskii-Moriya interaction accounting for the orientation of magnetic domains in ultrathin films: Fe/W(110)*. **Physical Review B**. v.78, p. 140403(R), Oct. 2008.
- [5] Hehn, M. Padovani, S. Ounadjela, K. and Bucher J. P. *Nanoscale magnetic domain structures in epitaxial cobalt films*. **Physical Review B**. v.54, p. 3428, Aug. 1996.
- [6] Siracusano, G.; Tomasello, R.; Giordano, A.; Puliafito, V.; Azzerboni, B.; Ozatay, O.; Carpentieri, M. and Finocchio, G. *Magnetic Radial Vortex Stabilization and Efficient Manipulation Driven by the Dzyaloshinskii-Moriya Interaction and Spin-Transfer Torque*. **Physical Review Letters**. v.117, p. 087204, Aug 2016.
- [7] Cubukcu, M.; Sampaio, J.; Bouzehouane, K.; Apalkov, D.; Khvalkovskiy, A. V.; Cros, V. and Reyren N. *Dzyaloshinskii-Moriya anisotropy in nanomagnets with in-plane magnetization*. **Physical Review B**. v.93, p. 020401(R), Jan. 2016.

- [8] Ishikawa, Y; Tajima, K.; Bloch, D. and Roth, M. *Helical spin structure in manganese silicide MnSi*. **Solid State Communications**. v.19, p. 525, July 1976.
- [9] Everschor, K. **Current-Induced Dynamics of Chiral Magnetic Structures Skyrmions, Emergent Electrodynamics and Spin-Transfer Torques**. Inaugural Dissertation, Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität zu Köln, German, 2012.
- [10] Mühlbauer, S.; Binz, B.; Jonietz, F.; Pfleiderer, C.; Rosch, A.; Neubauer, A.; Georgii, R. and Böni, P. *Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet*. **Science**, v. 323 p. 915, Feb. 2009.
- [11] Neubauer, A. Pfleiderer, C.; Binz, B.; Rosch, A.; Ritz, R.; Niklowitz, P. G. and P. Böni. *Topological Hall Effect in the A Phase of MnSi*. **Physical Review Letters**. v. 102, p.186602, May 2009.
- [12] Pappas, C. Lelièvre-Berna, E.; Falus, P.; Bentley, P. M.; Moskvina, E.; Grigoriev, S.; Fouquet, P. and Farago B. *Chiral Paramagnetic Skyrmion-like Phase in MnSi*. **Physical Review Letters**. v.102, p. 197202, May 2009.
- [13] Yu, X. Z.; Onose, Y.; Kanazawa, N.; Park, J. H.; Han, J. H.; Matsui, Y.; Nagaosa, N. and Tokura, Y. *Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal*. **Nature**. v.465, p. 901, April 2010.
- [14] Münzer, W.; Neubauer, A.; Adams, T.; Mühlbauer, S.; Franz, C.; Jonietz F.; Georgii, R.; Böni, P.; Pedersen, B.; Schmidt, M.; Rosch, A. and Pfleiderer C. *Skyrmion lattice in the doped semiconductor  $Fe_{1-x}Co_xSi$* . **Physical Review B**. v.81, p. 041203(R), Jan. 2010.
- [15] Yu, X. Z.; , Kanazawa, N.; Onose, Y.; Kimoto, K.; Zhang, W. Z., Ishiwata, S.; Matsui, Y. and Tokura, Y. *Near room-temperature formation of a skyrmion crystal in thin-films of the helimagnet FeGe*. **Nature Materials**. V.10, p. 106, Dec. 2010.
- [16] Huang, S. X. and Chien, C. L. *Extended Skyrmion Phase in Epitaxial FeGe(111) Thin Films*. **Physical Review Letters**. v.108, p. 267201, June 2012.

- [17] Seiki, S. Yu., X. Z.; Ishiwata, S. and Tokura Y. *Observation of Skyrmions in a Multiferroic Material. Science.* v. 336, p.198, April 2012.
- [18] Raiceuic, I.; Popovic', D.; Panagopoulos C.; Benfatto, L.; Silva Neto, M. B.; Choi, E. S. and Sasagawa, T. *Skyrmions in a Doped Antiferromagnet. Physical Review Letters.* v. 106, p. 227206, June 2011.
- [19] Heinze, S.; Von Bergmann, K.; Menzel, M.; Brede, J.; Kubetzka, A. Wiesendanger, R.; Bihlmayer, G. and Blügel, S. *Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions. Nature Physics.* v.7, p.713-718, July 2011.
- [20] Pollard, S. D.; Garlow, J. A.; Yu, J.; Wang, Z.; Zhu, Y. and Yang, H. *Observation of stable Néel skyrmions in cobalt/palladium multilayers with Lorentz transmission electron microscopy. Nature Communications.* v. 8, p. 14761, March 2017.
- [21] Fert A.; Cros, V. and Sampaio, J. *Skyrmions on the track. Nature Nanotechnology,* v. 8, p. 152, March 2013.
- [22] Dzyaloshinsky, I. *A thermodynamic theory of "weak" ferromagnetism of antiferromagnetics, Journal of Physics and Chemistry of Solids.* v.4, p. 241, Aug. 1958.
- [23] Moriya, T. *Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism. Physical Review.* v.120, n.1, p. 91, Oct. 1960.
- [24] Romming, N.; Hanneken, C.; Menzel, M.; Bickel, J. E.; Wolter, B.; Bergmann, K. V.; Kubetzka, A. and Wiesendanger R. *Writing and Deleting Single Magnetic Skyrmions. Science.* v. 341, p. 636, Aug. 2013.
- [25] Moreau-Luchaire, C.; Moutafis, C.; Reyren, N.; Sampaio, J.; Vaz, C. A. F.; Horne, N. V.; Bouzehouane, K.; Garcia, K.; Deranlot, C.; Warnicke, P.; Wohlhüter, P. George, J. M.; Weigand, M.; Raabe, J.; Cros, V. and Fert, A. *Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature. Nature Nanotechnology.* v. 11, p.444, Jan. 2016.

[26] Bergeret, F. S.; Volkov, A. F. and Efetov, K. B. *Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures*. **Review of Modern Physics**, v. 77, p. 1321, Oct. 2005.

[27] Buzdin, A. I. *Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures*. **Review of Modern Physics**. v. 77, p. 935, Jul. 2005.

[28] Aladynshkin, A. Yu; Silhanek, A. V.; Gillijns, W. and Moshchalkov, V. V. *Nucleation of superconductivity and vortex matter in superconductor-ferromagnet hybrids*. **Superconductor Science and Technology**. v. 22, p.053001, Feb. 2009.

[29] Lavarone, M.; Moore, S. A.; Fedor, J.; w, Ciocys, S.T.; Karapetrov, G.; Pearson, J.; Novosad, V. and Bader, D. *Visualizing domain wall and reverse domain superconductivity*. **Nature communications**. v. 5, p. 4766, Aug. 2014.

[30] Bobba, F.; Di Giorgio, C.; Scarfato, A.; Longobardi, M.; Lavarone, M.; Moore, S. A.; Karapetrov, G.; Novosad, V.; Yefremenko, V. and Cucolo, A. M. *Vortex-antivortex coexistence in Nb-based superconductor/ferromagnet heterostructures*. **Physical Review B**. v. 89, p. 214502, June 2014.

[31] Houzet, M. and Buzdin, A. I. *Theory of domain-wall superconductivity in superconductor/ferromagnet bilayers*. **Physical Review B**. v. 74, p.214507, Dec. 2006.

[32] Di Giorgio, C.; Bobba, F.; Cucolo, A. M.; Scarfato, A.; Moore, S. A.; Karapetrov, G.; D'Agostino, D.; Novosad, V. *Observation of superconducting vortex clusters in S/F hybrids*. **Scientific Reports**. v. 6, n. 38557, p.1, Dec. 2016.

[33] Zhu, L. Y.; Chen, T. Y and Chien, C. L. *Altering the Superconductor Transition Temperature by Domain-Wall Arrangements in Hybrid Ferromagnet-Superconductor Structures*. **Physical Review Letters**. v.101, p.017004, July 2008.

[34] Leksin, V. P.; Garif'yanov N. N.; Garifullin, I. A.; Schumann, J.; Vinzelberg, H.; Kataev, V.; Klingeler, R.; Schmidt, O. G. and Büchner, B. *Full spin switch effect for the*

*superconducting current in a superconductor/ferromagnet thin film heterostructure.* **Applied Physics Letters.** v. 97, p. 102505, Sep. 2010.

[35] Miao, G.-X.; Yoon, K.; Santos, T. S. and Moodera, J. S. *Influence of Spin-Polarized Current on Superconductivity and the Realization of Large Magnetoresistance.* **Physical Review Letters.** v. 98, p.267001, Jun. 2007.

[36] Ryazanov, V. V.; Oboznov V. A.; Prokofiev, A. S. and Dubonos, S. V., *Proximity effect and spontaneous vortex phase in planar SF structures.* **JETP Letters.** v. 77, p. 39, Jan. 2003.

[37] Vlasko-Vlasov, V. K.; Colauto, F.; Benseman, T.; Rosenmann, D. and Kwok, W.-K. *Triode for Magnetic Flux Quanta.* **Scientific Reports.** v. 6, p. 36847, Nov. 2016.

[38] Vlasko-Vlasov, V. K.; Colauto, F.; Buzdin, A. I.; Rosenmann, D.; Benseman, T. and Kwok, W.-K. *Magnetic gates and guides for superconducting vortices.* **Physical Review B.** v. 95, p. 144504, April 2017.

[39] Vlasko-Vlasov, V. K.; Colauto, F.; Buzdin, A. I.; Rosenmann, D.; Benseman, T. and Kwok, W.-K. *Manipulating Abrikosov vortices with soft magnetic stripes.* **Physical Review B.** v. 95, p. 174514, May 2017.

[40] Monton, C.; Ramos, C. A.; Guimpel, J. and Zysler, R. D. *Experimental evidence of magnetic anisotropy induction by superconductivity in superlattices,* **Applied Physics Letters.** v. 92, p. 152508, April 2008.

[41] Wu, H. Ni, J.; Cai, J.-W.; Cheng, Z.-h. and Sun, Y. *Experimental evidence of magnetization modification by superconductivity in a Nb/Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> multilayer.* **Physical Review B.** v.76, p. 024416, July 2007.

[42] Fritzsche, J.; Kramer, R. B. G. and Moshchalkov, V. V. *Visualization of the vortex-mediated pinning of ferromagnetic domains in superconductor-ferromagnet hybrids.* **Physical Review B.** v.79, p.132501-132505, April 2009.

- [43] Vlasko-Vlasov, V. Welp, U.; Kwok, W.; Rosenmann, D.; Claus, H.; Buzdin, A. A. and Melnikov, A. *Coupled domain structures in superconductor/ferromagnet Nb-Fe/garnet bilayers*. **Physical Review B**. v.82, p.100502(R), Sep. 2010.
- [44] Jing, Ze.; Yong, H. and Zhou, Y-H. *Vortex structures and magnetic domain patterns in the superconductor/ferromagnet hybrid bilayer*. **Superconductor Science and Technology**. v. 27, n. 10, p. 105005, Sep. 2014
- [45] Vlasko-Vlasov, V.; Buzdin, A.; Melnikov, A.; Welp, U.; Rosenmann, D.; Uspenskaya, L.; Fratello, V. and Kwok, W. *Domain structure and magnetic pinning in ferromagnetic/superconducting hybrids*. **Physical Review B**. v.85, p. 064505, Feb. 2012.
- [46] Monton, C.; de la Cruz, F. and Guimpel, J. *Magnetic state modification induced by superconducting response in ferromagnet/superconductor Nb/Co superlattices*. **Physical Review B**. v.77, p. 104521, Mar. 2008.
- [47] Jaoul, O.; Campbell, I. A. and Fert, A. *Spontaneous resistivity anisotropy in Ni alloys*. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v.5, p.23, March 1977.
- [48] Meaden, G. T. **Electrical Resistance of Metals**, New York, Plenum Press, 1st edition, 1965.
- [49] Mott, N. F. *A discussion of the transition metals on the basis of quantum mechanics*. **Proceedings of the Physical Society**. v. 47, p. 571, May 1935.
- [50] Campbell, I. A. and Fert, A. **Transport Properties of Ferromagnets**. North-Holland, Publishing Company, 1st edition, 1982.
- [51] Hall E. H. *On a New Action of the Magnet on Electric Currents*. **American Journal of Mathematics**. v.2, p. 287, Sep. 1879.
- [52] Kittel C. **Introduction to Solid State Physics**, New York: John Wiley e Sons, Inc 1976.

- [53] Hall, E. H. *On the "Rotational Coefficient" in nickel and cobalt.* **Philosophical Magazine.** v. 12, p.157, Sep. 1881.
- [54] Kundt, A. *Das HalFsche Phanomen in Eisen, Kobalt und Nickel.* **Wied. Ann.** v. 49, p.257, Aug. 1893.
- [55] Pugh, E. M. *Hall Effect and the magnetic properties of some ferromagnetic materials.* **Physical Review.** v. 36, p.1503, Nov. 1930.
- [56] Pugh, E. M. and Lipper, T. W. *Hall e.m.f. and intensity of magnetization.* **Physical Review.** v. 42, p.709, Dec. 1932.
- [57] Karplus, R. and Luttinger, J. M. *Hall Effect in ferromagnetics.* **Physical Review Letters.** v.36, p.1503, Nov. 1930.
- [58] Nagaosa, N.; Sinova, J.; Noda, S., MacDonald, H. H. and Ong, N. P. *Anomalous Hall Effect.* **Review of Modern Physics**, vol. 82, p. 1539, June 2010.
- [59] Smit, J. *The spontaneous Hall effect in ferromagnetics I,* **Physica.** v.21, p. 877, Aug. 1955.
- [60] Kötzler, J. and Gil, W. *Anomalous Hall resistivity of cobalt films: Evidence for the intrinsic spin-orbit effect.* **Physical Review B.** v.72, p. 060412(R), Aug. 2005.
- [61] Tian, Y.; Ye, L. and Jin, X. *Proper scaling of the anomalous Hall effect.* **Physical Review Letters.** v.103, p. 087206, Aug. 2009.
- [62] Kawamura, H. *Anomalous Hall Effect as a Probe of the Chiral Order in Spin Glasses* **Physical Review Letters.** v.90, p. 047202, Jan. 2003.
- [63] Chien, C. L. *Magnetism and Giant Magneto-Transport Properties in Granular Solids.* **Annual Review of Material Science.** v. 25, p. 129, Aug. 1995.

- [64] Viret, M., Auneau, I. and Coey J. M. D. *Anisotropic magnetotransport properties of cobalt thin films*. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 140, p. 683, Feb. 1995.
- [65] Chikazumi, S., **Physics of Ferromagnetics**, Oxford University Press, 2009.
- [66] Osborn, J. A. *Demagnetizing factors of the general ellipsoid*. **Physical Review**. v. 67, p. 351, June 1945.
- [67] Colauto, F. **Estudo de Avalanches de Vórtices em Filmes Supercondutores de Nb e MgB<sub>2</sub>**, Tese (Doutorado em Ciências) - Universidade Federal de São Carlos, São Carlos, SP, 2008.
- [68] Stefanita, C. G. **Magnetism basics and applications**, New York, Springer, 2012.
- [69] Brandenburg, J. Hühne, R.; Schultz, L. and Neu, V. *Domain structure of epitaxial Co films with perpendicular anisotropy*. **Physical Review B**. v.79, p. 054429, Feb. 2009.
- [70] Gil, W.; Görlitz, D.; Horisberger, M. and Kötzler, J. *Magnetoresistance anisotropy of polycrystalline cobalt films: Geometrical-size and domain effects*. **Physical Review B**, v.72, p.134401, Oct. 2005.
- [71] H. K. Onnes, Leiden Comm., 124c (1911). Cited by: Charles P. Poole Jr, Horacio A. Farach, Richard J. Creswick, **Superconductivity** (Academic Press, San Diego,1995).
- [72] P. Pureur, **Supercondutividade e Materiais Supercondutores** (Instituto de Física - UFRGS, Porto Alegre, 2004).
- [73] Vieira V. N. **Efeitos das Substituições Químicas na Irreversibilidade Magnética e Magnetocondutividade do Supercondutor YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>**. 2004. Tese (Doutorado em Ciências) - Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2004.

[74] BEAN, C. P. *Magnetization of high-field superconductors*. **Review of Modern Physics**. v. 36 p. 31, Jan. 1964.

[75] Vlasko-Vlasov, V. K.; Colauto, F.; Buzdin, A. A.; Carmo, D.; Andrade, A. M. H.; Oliveira, A. A. M.; Ortiz, W. A.; Rosenmann, D. and Kwok, W.-K. *Crossing fields in thin films of isotropic superconductors*. **Physical Review B**. v. 94, p.184502, Nov. 2016.

[76] Atshuler, E. and Johansen, T. H. *Coloquium: Experiments in vortex avalanches*, **Reviews of Modern Physics**. v. 76, p. 471, April 2004.

[77] Passos, W. A. C.; Lisboa, P. N.; Caparroz, R.; de Faria C. C.; Venturini, P. C.; Moreira, F. M. A.; Sergeenkov, S. and Ortiz, W. A. *Granularity in superconductors: intrinsic properties and processing-dependent effects*. **Physica C**. v.354, p.189, May 2001.

[78] Cline, H. E.; Rose, R. M. and Wulff, J. *Magnetic Field Distribution in a Type II Superconductor*, **Journal of Applied Physics**. v. 37 p.1, Sep. 1966.

[79] Chabanenko, V. V.; Rusakov, V. F.; Nabialek, A.; Piechota S.; Vasiliev, S. and Szymczak, H. *Oscillation mode in the screening properties of Nb–Ti plate as a result of flux jumps*. **Physica C**. v. 369, p.77, Mar. 2002.

[80] Dou, S. X.; Wang, X. L.; Horvat, J.; Miliken, D.; Li, A. H.; Konstantinov, K.; Collings, E. W.; Sumption, M. D. and Liu H. K. *Oscillation mode in the screening properties of Nb–Ti plate as a result of flux jumps*, **Physica C**. v. 361, p. 79, Sep. 2001.

[81] Duran, C. A.; Gammel, P. L.; Miller, R. E. and Bishop, D. J. *Observation of magnetic-field penetration via dendritic growth in superconducting niobium films*. **Physical Review B**. v. 52, p. 75, July 1995.

[82] Colauto, F.; Patino, E. J.; Blamire, M. G. and Ortiz, W. A. *Boundaries of the instability region on the HT diagram of Nb thin films*. **Superconductor Science and Technology**. v. 21, p. 045018, March 2008.

- [83] Vlasko-Vlasov, V.; Welp, U.; Metlushko, V. and Crabtree, G. W. *Flux avalanches in superconducting films with periodic arrays of holes*. **Physica C**. v. 341-348, n.2, p.1281-1282, Nov. 2000.
- [84] Rudnev, I. A.; Antonenko, S. V.; Shantsev, A. V.; Johansen, T. H. and Primenko, A. E. *Dendritic flux avalanches in superconducting Nb<sub>3</sub>Sn films*. **Cryogenics**. v.43, p. 663, Dec. 2003.
- [85] Leiderer, P.; Boneberg, J.; Brull, P.; Bujok, V. and Herminghaus, S. *Nucleation and growth of a flux instability in superconducting YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> films*. **Physical Review Letters**. v.71, n. 16, p. 2646, Oct.1993.
- [86] Passos, W. C. A.; Lisboa, P. N.; Kang, W. N.; Choi, E. M.; Kim, H. J.; Lee, S. I. and Ortiz, W. A. *Effects of Small Fields on the Magnetic Response of Superconducting Thin Films of MgB<sub>2</sub>*. **Journal of Superconductivity**. v. 15, p. 479, Oct. 2002.
- [87] Colauto, F.; Choi, E.; Lee, J. Y.; Lee, S. I.; Yurchenko, V. V.; Johansen, T. H. and Ortiz, W. A. *Mapping flux avalanches in MgB<sub>2</sub> films—equivalence between magneto-optical imaging and magnetic measurements*. **Superconductor Science and Technology**, v. 20, p. L48, July 2007.
- [88] Denisov, D. V.; Rakhmanov, A. L.; Shantsev, D. V.; Galperin, Y. M. and Johansen, T. H. *Dendritic and uniform flux jumps in superconducting films*. **Physical Review B**. v. 73, p. 014512, Jan 2006.
- [89] Mints, R. G. and Rakhmanov, A. L. *Critical state stability in type-II superconductors and superconducting-normal-metal composites*. **Reviews of Modern Physics**. v.53, n.3, p.551, July 1981.
- [90] do Carmo, D. **Produção de Filmes de Supercondutores Nióbio e de Sistemas Híbridos Crescidos por Magnetron Sputtering DC**, Mestrado em Física- Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, RS, 2012.

- [91] Mikheenko, P.; Johansen, T. H.; Chaudhuri, S.; Maasilta, I. J. and Galperin, Y. M. *Ray optics behavior of flux avalanche propagation in superconducting films*. **Physical Review B**. v. 91, p. 060507(R), Feb. 2015.
- [92] Aranson, I.; Gurevich, A. and Vinokur, V. *Vortex Avalanches and Magnetic Flux Fragmentation in Superconductors*. **Physical Review Letters**. v. 87, p. 067003, Aug. 2001.
- [93] Vestgarden, J. I.; Shantsev, D. V.; Galperin, Y. M. and Johansen, T. H. *Lightning in superconductors*. **Scientific Reports**. v. 2, n. 886, p. 1, Nov. 2012.
- [94] Denisov, D. V.; Shantsev, D. V.; Galperin, Y. M.; Choi, E-M.; Lee, H-S.; Lee, S-I.; Bobyl, A. V.; Goa, P. E.; Olsen, A. A. F. and Johansen, T. H. *Onset of Dendritic Flux Avalanches in Superconducting Films*. **Physical Review Letters**. v. 97, p. 077002, Aug. 2006.
- [95] Albrecht, J.; Matveev, A. T.; Stremper, J.; Habermeier, H.-U.; Shantsev, D. V.; Galperin, Y. M. and Johansen, T. H. *Dramatic Role of Critical Current Anisotropy on Flux Avalanches in MgB<sub>2</sub> Films*. **Physical Review Letters**. v. 98, p. 117001, Mar. 2007.
- [96] Motta, M.; Colauto, F.; Vestgarden, J. I.; Fritzsche, J.; Timmermans, M.; Cuppens, J.; Attanasio, C.; Cirillo, C.; Moshchalkov, V. V.; Van de Vondel, J.; Johansen, T. H.; Ortiz, W. A. and Silhanek, A. V. *Controllable morphology of flux avalanches in microstructured superconductors*. **Physical Review B**. v. 89, p. 134508, April 2014.
- [97] Brisbois, J.; Motta, M.; Avila, J. I.; Shaw, G.; Devillers, T.; Dempsey, N. M.; Veerapandian, S. K. P.; Colson, P.; Vanderheyden, B.; Vanderbemden, P.; Ortiz, W. A.; Nguyen, N. D.; Kramer, R. B. G. and Silhanek, A. V. *Imprinting superconducting vortex footsteps in a magnetic layer*. **Scientific Reports**. v. 6, n. 27159, p.1-11, Jun 2016.
- [98] Brisbois, J.; Vanderheyden, B.; Colauto, F.; Motta, M.; Ortiz, W. A.; Fritzsche, J.; Nguyen, N. D.; Hackens, B.; Adami, O-A and Silhanek, A. V. *Classical analogy for the deflection of flux avalanches by a metallic layer*. **New Journal of Physics**. v. 16, p.103003, Oct 2014.

[99] Brisbois, J.; Gladilin, V. N.; Tempere, J.; Devreese, J. T.; Moshchalkov, V. V.; Colauto, F.; Motta, M.; Johansen, T. H. Fritzsche, J. Adami, O.-A.; Nguyen, N. D.; Ortiz, W. A.; Kramer, R. B. G. and Silhanek, A. V. *Flux penetration in a superconducting film partially capped with a conducting layer*. **Physical Review B**. v. 95, p. 094506, Mar. 2017.

[100] Yang, H.; Thiaville, A.; Rohart, S.; Fert, A. and Chshiev, M. *Anatomy of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction at Co/Pt Interfaces*. **Physical Review Letters**. v. 115, p. 267210, Dec. 2015.

[101] Hrabec, A.; Porter, N. A.; Wells, A.; Benitez, M. J.; Brunell, G.; McVitie, S.; McGrouther, D.; Moore, T. A. and Marrows, C. H. *Measuring and tailoring the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in perpendicularly magnetized thin films*. **Physical Review B**. v. 90, p. 020402(R), Jul 2014.

[102] Midle, P. Köhler, D.; Seidel, J.; Eng, L. M.; Bauer, A.; Chacon, A.; Kindervater, J.; Mühlbauer, S.; Pfleiderer, C.; Buhandt, S.; Schütte, C. and Rosch, A. *Unwinding of a Skyrmion Lattice by Magnetic Monopoles*. **Science**. v. 340, p. 1076, May 2013.

[103] P. Pureur, **Correlações eletrônicas em sólidos: Magnetismo e supercondutividade**. Instituto de Física - UFRGS, Porto Alegre, 2007.

[104] Kolesnikov, A. G.; Stebliy, M. E.; Ognev, A. V.; Samardak, A. S.; Fedorets, A. N.; Plotnikov, V. S.; Han, X. and Chebotkevich, L. *Enhancement of perpendicular magnetic anisotropy and coercivity in ultrathin Ru/Co/Ru films through the buffer layer engineering*. **Journal of Physics D: Applied Physics**. v. 49, p. 4253, Sep 2016.

[105] Parkin, S. S. P.; More, N. and Roche, K. P. *Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr*. **Physical Review Letters**. v. 64, p. 2304, May 1990.

- [106] Dinia, A. and Ounadjela, K. *Temperature dependence of the magnetoresistance in Co/Ru sandwich and superlattice structures*. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**. v. 146, p. 66, April 1995.
- [107] Bloemen, P. J. H.; van Kesteren, H. W.; Swagten, H. J. M. and de Jonge, W. J. M. *Oscillatory interlayer exchange coupling in Co/Ru multilayers and bilayers*. **Physical Review B**. v. 50, p. 13505, Nov. 1994.
- [108] Stiles, M. D. *Interlayer Exchange Coupling*. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**. v. 200, p. 322, Oct 1999.
- [109] Gornakov, V. S. and Nikitenko, V. I. *Anomalous switching behavior of antiparallel-coupled Co layers separated by a super thin Ru spacer*. **Journal of Applied Physics**. v. 91, p. 8272, May 2002.
- [110] Gornakov, V. S.; Nikitenko, V. I., Egelhoff Jr, W. F.; McMichael, R. D.; Shapiro, A. J. And Shull, R. D. *Ru spacer thickness dependences of the domain nucleation and growth in Co/Ru/Co synthetic antiferromagnet*. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**. v. 258-259, p. 345, Mar. 2003.
- [111] Li, Z.; Skomski, R.; Michalski, S.; Yue, L. and Kirby, R. *Magnetic antiphase domains in Co/Ru/Co trilayers*, **Journal of Applied Physics**. v. 107, p. 09D303, April 2010.
- [112] Avilés-Félix, L.; Butera, A. and Gómez, J. E. *Spin pumping and inverse spin Hall effect in antiferromagnetic exchange coupled [Co/ Ru/Co]/Pt heterostructures*. **Applied Physics Letters**. v. 110, p. 052402, Jan 2017.
- [113] Rahmouni, K.; Dinia, A.; Stoeffler, D.; Ounadjela, K.; Van den Berg, H. A. M. and Rakoto, H. *Inverse magnetoresistance in Co/Ru/Co and doped Co/Ru/Co<sub>0.92</sub>Ru<sub>0.08</sub> sandwiches*. **Physical Review B**. v. 59, p. 9475, April. 1999.
- [114] Zoll, S.; Dinia, A.; Jay, J. P.; Mény, C.; Pan, G. Z.; Michel, A.; Chahal, L.; Pierron-Bohnes, V.; Panissod, P. and Van den Berg, H. A. M. *Influence of the growth technique*

*on the coupling and magnetoresistance of Co/Ru sandwiches. Physical Review B.* v. 57, p. 4842, Feb. 1998.

[115] Bakonyi, I.; Tóth-Kádár, E.; Cziráki, Á.; Tóth, J.; Kiss, L. F.; Ulhaq-Bouillet, C.; Pierron-Bohnes, V.; Dinia, A.; Arnold, B.; Wetzig, K.; Santiago, P. and Yacamán M. –J. *Preparation, Structure, Magnetic, and Magnetotransport Properties of Electrodeposited Co (Ru) /Ru Multilayers. Journal of the Electrochemical Society.* v. 149, p. C649, Aug. 2002.

[116] Alayo, W.; Tafur, M.; Baggio-Saitovich, E.; Pelegrini, F. and Nascimento, V. P. *Magnetic phases and structural properties in Co/Ru superlattices. Journal of Applied Physics.* v. 105, p. 093905, Mar. 2009.

[117] LeClair, P.; Hoex, B.; Wieldraaijer, H.; Kohlhepp, J. T.; Swagten, H. J. M. and Jonge, W. J. M. *Sign reversal of spin polarization in Co/Ru/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co magnetic tunnel junctions, Physical Review B.* v. 64, p. 100406(R), Aug. 2001.

[118] Ounadjela, K.; Muller, D.; Dinia, A.; Arbaoui, A.; Panissod, P. and Suran, G. *Perpendicular anisotropy and antiferromagnetic coupling in Co/Ru strained superlattices. Physical Review B.* v. 45, p. 7768, April 1992.

[119] Idiogras, O.; Palomares, U.; Suszka, A. K.; Fallarino, L. and Berger, A. *Magnetic properties of room temperature grown epitaxial Co<sub>1-x</sub>Ru<sub>x</sub>-alloy films. Applied Physics Letters,* v. 103, p. 102410, Aug. 2013.

[120] Bakonyi, I. and Péter, L. *Electrodeposited multilayer films with giant magnetoresistance (GMR): Progress and problems. Progress in Materials Science,* v. 55, p. 107-245, Mar. 2010.

[121] Kim, S. –K.; Chernov, V. A. and Koo, Y.-M. *Evidence for diffuse interfaces and tensile in-plane strains in evaporated Co/Pd (1 1 1) multilayers and their role in perpendicular magnetic anisotropy. Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* v. 170, p. L7, June 1997.

- [122] Kohlheep, J. T.; Strijkers, G. J.; Wieldraaijer, H. and de Jonge, W. J. M. *Crystalline and interfacial structure of ultrathin Co layers grown on Pd(110); A  $^{59}\text{Co}$  NMR study.* **Physica Status Solidi (a)**. v.189, p. 701, Feb 2002.
- [123] Kim, S. –K. and Shin, S. –C. *Alloy-like Co environment in Co/Pd multilayer films having perpendicular magnetic anisotropy.* **Journal of Applied Physics**. v. 89, n. 5, p. 3055, Mar. 2001.
- [124] Kim, S. –K., Koo, Y. –M.; Chernov, V. A.; Kortright, J. B. and Shin, S. –C. *Comparison of atomic structure anisotropy between Co-Pd alloys and Co $\tilde{\text{O}}$ Pd multilayer films.* **Physical Review B**. v. 62, p. 3025, Aug 2000.
- [125] Fujii, Y.; Komine, T.; Kai, T. and Shiiki, K. *A theoretical study of interfacial structure of Co/Cu and Co/Pd multilayers.* **Journal of Physics: Condensed Matters**. v. 11, p. 9601, Sep. 1999.
- [126] Jen, S. U.; Chao, B. L. and Liu, C. C. *Hall effect of polycrystalline Co-Pd alloys.* **Journal of Applied Physics**. v. 76, p. 5782, Nov. 1994.
- [127] Draaisma, H. J. G.; de Jonge, W. J. M. and den Broeder, F. J. A. *Magnetic interface anisotropy in Pd/Co and Pd/Fe multilayers.* **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**. v. 66, p. 351, April 1987.
- [128] Stinson, D. G. and Shin, S. –C. *Magnetization and anisotropy of Co/Pd multilayer thin films.* **Journal of Applied Physics**, v. 67, p. 4459, June 1998.
- [129] Schelp, L. F.; Carara, M.; Viegas, A. D. C.; Vasconcellos, M. A. Z. and Schmidt, J. E. *Structural and magnetic behavior of Ar $^{+}$  -implanted Co/Pd multilayers: Interfacial mixing.* **Journal of Applied Physics**. v. 75, p. 5262, Jan. 1994.
- [130] Liu, X. M.; Ho, P.; Chen, J. S. and Adeyeye, A. O. *Magnetization reversal and magnetoresistance behavior of perpendicularly magnetized [Co/Pd] $_4$ /Au/[Co/Pd] $_2$  nanowires.* **Journal of Applied Physics**. v. 112, p. 073902, Aug. 2012.

- [131] Nemoto, H.; Nakagawa, H. and Hosoe, Y. *Dependence of Co/Pd Superlattice Properties on Pd Layer Thickness*. **IEEE Transactions on Magnetics**. v. 39, p. 2714, Sep. 2003.
- [132] Barton, C. W. and Thomson, T. *Magnetisation reversal in anisotropy graded Co/Pd multilayers*. **Journal of Applied Physics**. v. 118, p. 063901, July 2015.
- [133] Sim, A. H.; Lua, S. Y. H.; Liew, T. and Zhu, J. –G. *Current driven oscillation and switching in Co/Pd perpendicular giant magnetoresistance multilayer*. **Journal of Applied Physics**. v. 109, p. 07C905, Mar. 2011.
- [134] Chen, J. –Y.; Thiyagarajah, N.; Rode, K.; Ashworth, T. V. and Coey, D. *Magnetization Switching and Hall Effect in Co/Pd-Based Pseudospin-Valves With Perpendicular Magnetic Anisotropy*. **IEEE Transactions on Magnetics**. v. 50, p. 4400604, Dec. 2014.
- [135] Lee, J. –S.; Yoon, J.; Kang, M. –B. and You, C. –Y. *Low coercivity giant magnetoresistance with perpendicular magnetic anisotropy*. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**. v. 358, p. 159, May 2014.
- [136] Hajjar, R. A.; Mansuripur, M. and Shieh, H. –P. D. *Measurements of the anomalous magnetoresistance effect in Co/Pt and Co/Pd multilayer films for magneto-optical data storage applications*. **Journal of Applied Physics**. v. 69, p. 4686, Aug. 1991.
- [137] Enrech, M.; Skomski, R.; Coey, J. M. D. and Lunney, J. G. *Characterization, transport, and magnetic properties of Co/Pd multilayers produced by pulsed laser deposition*. **Journal of Applied Physics**. v. 73, p. 6421, June 1993.
- [138] Kachlon, Y.; Kurzweil, N. and Sharon, A. *Extracting magnetic anisotropy energies in Co/Pd multilayers via refinement analysis of the full magnetoresistance curves*. **Journal of Applied Physics**. v. 115, p. 173911, April 2014.

- [139] Guo, Z. B.; Mi, W. B.; Aboljadayel, R. O.; Zhang, B.; Zhang, Q.; Barba, P. G.; Machon, A. and Zhang, X. X. *Effects of surface and interface scattering on anomalous Hall effect in Co/Pd multilayers*. **Physical Review B**. v. 86, p. 104433, Sep. 2012.
- [140] Rosenblatt, D.; Karpovski, M. and Gerber, A. *Reversal of the extraordinary Hall effect polarity in thin Co/Pd multilayers*. **Applied Physics Letters**. v. 96, p. 022512, Jan. 2010.
- [141] Keskin, V.; Aktas, B.; Schmalhorst, J.; Reiss, G.; Zhang, H.; Weischenberg, J. and Mokrousov, Y. *Temperature and Co thickness dependent sign change of the anomalous Hall effect in Co/Pd multilayers: An experimental and theoretical study*. **Applied Physics Letters**. v. 102, p. 022416, Jan. 2013.
- [142] Shaya, O.; Karpovski, M. and Gerber, A. *Extraordinary Hall effect in Co-Pd bilayers*. **Journal of Applied Physics**. v. 102, p. 043910, Aug. 2007.
- [143] Aoki, Y.; Honda, K.; Sato, H.; Kobayashi, Y.; Hashimoto, S.; Yokoyama, T. and Hanyu, T. *The extraordinary Hall effect of Pd/Co multilayers*. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 162, p. 1, Sep. 1996.
- [144] Kou, X.; Schmalhorst, J. –M.; Keskin, V. and Reiss, G. *Magnetic anisotropy and anomalous Hall effect of ultrathin Co/Pd bilayers*. **Journal of Applied Physics**. v. 112, p. 093915, Nov. 2012.
- [145] Winer, G.; Segal, A.; Karpovski, M.; Shelukhin, V. and Gerber, A. *Probing Co/Pd interfacial alloying by the extraordinary Hall effect*. **Journal of Applied Physics**. v. 118, p. 173901, Nov. 2015.
- [146] Guo, Z. B.; Mi, W. B.; Li, J. Q.; Cheng, Y. C. and Zhang, X. X. *Enhancement in anomalous Hall resistivity of Co/Pd multilayer and CoPd alloy by Ga<sup>+</sup> ion irradiation*. **Europhysics Letters**. v. 105, p. 46005, Feb. 2014.

- [147] Stoll, O. M.; Montero, M. I.; Guimpel, Akerman, J. J. and Schuller, I. K. *Hysteresis and fractional matching in thin Nb films with rectangular arrays of nanoscaled magnetic dots*. **Physical Review B**. v. 65, p. 104518, Feb. 2002.
- [148] Vélez, M.; Martín, J. I.; Villegas, J. E.; Hoffmann, A.; González, E. M.; Vicent, J. L. and Shuller, I. K. *Superconducting vortex pinning with artificial magnetic nanostructures*. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**. v. 320, p. 2547, Nov. 2008.
- [149] Van Bael, M. J.; Bekaert, J.; Temst, K.; Van Look, L.; Moshchalkov, V. V.; Bruynseraede, Y.; Howells, G. D.; Grigorenko, A. N.; Bending, S. J. and Borghs, G. *Local Observation of Field Polarity Dependent Flux Pinning by Magnetic Dipoles*. **Physical Review Letters**. v. 86, p. 155, Jan. 2001.
- [150] Milosevic, M. V. and Peeters F. M. *Vortex pinning in a superconducting film due to in-plane magnetized ferromagnets of different shapes: The London approximation*. **Physical Review B**. v. 69, p. 104522, Mar. 2004.
- [151] Milosevic, M. V.; Berdiyrov, G. R. and Peeters F. M. *Mesoscopic Field and Current Compensator Based on a Hybrid Superconductor-Ferromagnet Structure*. **Physical Review Letters**. v. 95, p. 147004, Sep. 2005.
- [152] Vestgarden, J. I.; Shantsev, D. V.; Olsen, A. A. F.; Galperin, Y. M.; Yurchenko, V. V.; Goa, P. E. and Johansen. T. H. *Interaction between Superconducting Vortices and a Bloch Wall in Ferrite Garnet Films*. **Physical Review Letters**. v. 98, p. 117002, Mar. 2007.
- [153] Genkin, G. M.; Skuzovatkin, V. V. and Tokman, I. D. *Magnetization of the ferromagnetic-superconductor structures*. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**. v. 130, p. 51, Feb. 1994.
- [154] Bulaevskii, L. N. and Chudnovsky, E. M. *Ferromagnetic film on a superconducting substrate*. **Physical Review B**. v. 63, p. 012502, Dec. 2000.

- [155] Stankiewicz, A.; Robinson, S. J.; Gehring, G. A. and Tarasenko, V. V. *Magnetic domain structures of ferromagnetic ultra-thin films deposited on superconducting substrates*. **Journal of Physics: Condensed Matter**, v. 9, p. 1019, Jan. 1997.
- [156] Uspenskaya, L. S.; Tikhomirov, O. A.; Bozhko, S. I.; Egorov, S. V. and Chugunov, A. A. *Domain structure and magnetization of the permalloy/niobium bilayers*. **Journal of Applied Physics**, v. 113, p. 163907, April 2013.
- [157] Cullity, B. D. **Elements of X-ray diffraction**. Massachusetts: Addison-Wesley 1956.
- [158] Marder, M. P. **Condensed Matters Physics**, New York, Wiley, 2nd edition, 2002.
- [159] Steeves, M. M. **Electronic Transport Properties of Ruthenium and Ruthenium Dioxide Thin Films**. 2011, Thesis (Doctor in Physics) University of Maine, Maine 2011.
- [160] Chu, W. –K. **Backscattering Spectrometry**. New York, Academic Press, 1st edition, 1978.
- [161] Descrição da cana de medidas do PPMS disponível em:  
<https://www.qdusa.com/sitedocs/productBrochures/1070-002.pdf>
- [162] Manual do módulo ACT do PPMS disponível em:  
[http://www.mrl.ucsb.edu/sites/default/files/mrl\\_docs/instruments/manPPMS.pdf](http://www.mrl.ucsb.edu/sites/default/files/mrl_docs/instruments/manPPMS.pdf)
- [163] Manual do PPMS disponível em:  
[https://web.njit.edu/~tyson/PPMS\\_Documents/PPMS\\_Manual/1070120%20PQ%20PPMS.pdf](https://web.njit.edu/~tyson/PPMS_Documents/PPMS_Manual/1070120%20PQ%20PPMS.pdf)
- [164] Bending, S. J. *Local magnetic probes of superconductors*. **Advances in Physics**. v.48, p.449, Nov. 1999.

[165] Hansen, P.; Witter, K. and Tolksdorf, W. *Magnetic and magneto-optical properties of bismuth-substituted gadolinium iron garnet films*. **Physical Review B**. v. 27, p. 4375, April 1983.

[166] Johansen, T. H.; Baziljevick, M.; Bratsberg, H.; Galperin, Y.; Lindelof, P. E.; Shen, Y. and Vase, P. *Direct observation of the current distribution in thin superconducting strips using magneto-optic imaging*. **Physical Review B**. v.54, p.16264, Dec. 1996.

[167] Figura retirada de:

<https://www.bnl.gov/cmpmsd/aem/moi/facility/>

[168] Donnet, D. M.; Krishnan, K. M. and Yajima, Y. *Domain structures in epitaxially grown cobalt thin films*. **Journal of Physics D: Applied Physics**. v. 28, p. 1942, May 1995.

[169] Pakhomov, A. B.; Denardin, J. C.; de Lima, O. F.; Knobel, M. and Missell, F. P. *Transport and magnetotransport properties of Co thin films on Si*. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**. v. 226, p. 1631, May 2001.

[170] White, G. K. and Woods, S. B. *Electrical and thermal resistivity of the transition elements at low temperatures*. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**. v. 251, p. 273, Mar. 1959.

[171] Pureur, P.; Kunzler, J. V.; Schreiner, W. H. and Brandão, D. E. *Electrical resistivity of the cobalt-rich Co-Fe alloys*. **Physica Status Solidi (a)**. v. 70, p. 11, Mar. 1982.

[172] Ross, R. N.; Price, D. C.; and Williams G. *Resistivity and magnetoresistance anisotropy associated with s, p impurities in ferromagnetic Ni and Co*. **Journal of Physics F: Metal Physics**. v. 8, p. 2367, April 1978.

[173] Steeves, M. M., Deniz, D., and Lad, R. J. *Charge transport in flat and nanorod structured ruthenium thin films*. **Applied Physics Letters**. v. 96, p. 142103, April 2010.

- [174] Volkenshteyn, N. V.; Novoselov, V. A.; Startsev, V. Y. and Romanov, Y. P. *Anisotropy of electrical resistance and the Hall coefficient of ruthenium at low temperatures*. **Physics of Metals and Metallography**. v. 33, p. 105, 1972.
- [175] Tanish, R. J. and White, G. K. *Resistivity of Ruthenium*. **Canadian Journal of Physics**. v. 42, p. 208, Jan. 1964.
- [176] Shiomi, Y., Ohtani, T., Iguchi S., Sasaki T., Qiu, Z., Nakayama, H., Uchida, K., and Saitoh, E. *Interface-dependent magnetotransport properties for thin Pt films on ferrimagnetic Y3Fe5O12*. **Applied Physics Letters**, v. 104, p. 242406, June 2014.
- [177] Niimi, Y., Wei, D., Idzuchi, H., Wakamura, T. Kato, T. and Otani, Y. *Experimental Verification of Comparability between Spin-Orbit and Spin-Diffusion Lengths*. **Physical Review Letters**. v. 110, p. 016805, Jan. 2013.
- [178] Volkenshtein, V. N.; Stertzev, V. E.; Dyakina, V. P. and Cherepanov, A. N. *Giant thermopower oscillations due to magnetic breakdown trajectories in ruthenium*. **Journal de Physique Colloques**. v. 39, n. c6, p. c6-1112, Aug. 1978.
- [179] Alekseevskii, N. E.; Bertel, K. –H.; Nizhankovskii, V. I. and Urai, L. *Magnetoresistance of ruthenium in strong magnetic fields*. **JETP Letters**. v. 18, p. 163, Sep. 1973.
- [180] de Kort, K. *Interaction and localisation effects in sputtered Ru and RuO<sub>2</sub> films*. **Journal of Physics C: Solid State Physics**. v. 17, p. 5237, Mar. 1984.
- [181] Matula, R. A. *Electrical resistivity of cooper, gold, palladium and silver*. **Journal of Physical and Chemical Reference Data**. v. 8, p. 1147, Aug. 1979.
- [182] Shivaprasad, S. M.; Udaclan, L. A. and Angadi, M. A. *Electrical resistivity of palladium films*. **Physics Letters A**. v. 78, p. 187, July 1980.

- [183] Chouteau, G.; Fourneaux, R.; Gobrecht, K. and Tournier, R. *Specific heat and susceptibility enhancement in dilute Pd: Ni alloys*. **Physical Review Letters**. v. 20, p. 193, Jan. 1968.
- [184] Gerhardt, W.; Razavi, F.; Schiling, J. S.; Hüser, D. and Mydosh, J. A. Pressure dependence of the magnetic susceptibility of pure Pd to 3.7 GPa from 1.3 to 300 K. **Physical Review B**. v. 24, p. 6744(R), Dec 1981.
- [185] Misawa, S. *New explanation of the susceptibility maximum observed in various metals including Pd*. **Physics Letters A**. v. 32, p. 541, Sep. 1970.
- [186] Markiewicz, R. S. and Rollins, C. J. *Localization and electron-interaction effects in a two-dimensional metal with strong spin-orbit scattering: Pd films*. **Physics Review B**. v. 29, p. 735, Jan. 1984.
- [187] McGinnis, W. C. and Chaikin, P. M. *Electron localization and interaction effects in palladium and palladium-gold films*. **Physics Review B**. v. 32, p. 6319, Nov. 1985.
- [188] Bergmann, G. *Field-Induced Resistance Minimum in Palladium with Lattice Defects*. **Physics Letters A**. v. 43, p. 1357, Oct. 1970.
- [189] Sampedro, B.; Gómez-Polo, C. and Hernando, A. *Influence of structural disorder on the paramagnetic susceptibility of Pd*. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**. v. 272, p. 357, May 2004.
- [190] Chander, R. *Effect of artificial ageing on the Hall effect in palladium films*. **Physica Status Solidi (a)**. v. 14, p. k31, Nov. 1972.
- [191] Hurd, C. M. **The Hall Effect in Metals and Alloys**. Plenum, New York, 1972.
- [192] Davydenko, A. V.; Kozlov, A. G.; Ognev, A. V.; Stebliy, M. E.; Samardak, A. S.; Ermakov, K. S.; Kolesnikov, A. G. and Chebotkevich, L. A. *Origin of perpendicular magnetic anisotropy in epitaxial Pd/Co/Pd(111) trilayers*. **Physical Review B**. v. 95, p. 064430, Feb. 2017.

- [193] Yi, S. D.; Onoda, S.; Nagaosa, N. and Han, J. H. *Skyrmions and anomalous Hall effect in a Dzyaloshinskii-Moriya spiral magnet*. **Physical Review B**. v. 80, p. 054416, Aug. 2009.
- [194] Suzuki, T. and Wilts, C. H. *Domain Wall Width Measurement in Cobalt Films by Lorentz Microscopy*. **Journal of Applied Physics**, v. 40, p. 1216, (1969), Nov. 2003.
- [195] Bartell, J. M.; Ngai, D. H.; Leng, Z. and Fuchs, G. D. *Towards a table-top microscope for nanoscale magnetic imaging using picosecond thermal gradients*. **Nature Communications**. v. 6, n. 8460, p. 1, Sep 2015.
- [196] Mikheenko, P.; Qviller, A. J.; Vestgarden, J. I.; Chaudhuri, S.; Maasilta, I. J.; Galperin, Y. M. and Johansen, T. H. *Nanosecond voltage pulses from dendritic flux avalanches in superconducting NbN films*. **Applied Physics Letters**. v. 102, p. 022601, Jan. 2013.
- [197] Lopes, R. F.; Carmo, D.; Colauto, F.; Ortiz, W.; Andrade, A. M. H.; Johansen, T. H.; Baggio-Saitovitch, E. and Pureur, P. *Spin texture on top of flux avalanches in Nb/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Co thin film heterostructures*. **Journal of Applied Physics**. v. 121, p. 013905, Jan. 2017.