

Gustavo Montgomery Bonfim Castro

***ESTUDO DAS PROPRIEDADES
ESTRUTURAIS, MAGNÉTICAS E
MAGNETORRESISTIVAS EM
MULTICAMADAS MAGNÉTICAS DE Co/Pt
ACOPLADAS A IrMn.***

Porto Alegre

Outubro de 2010

Gustavo Montgomery Bonfim Castro

***ESTUDO DAS PROPRIEDADES
ESTRUTURAIS, MAGNÉTICAS E
MAGNETORRESISTIVAS EM
MULTICAMADAS MAGNÉTICAS DE Co/Pt
ACOPLADAS A IrMn.***

Tese elaborada sob a orientação dos Professores Doutores João Edgar Schmidt e Luiz C. C. M. Nagamine em preenchimento dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Ciências

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Porto Alegre

Outubro de 2010

Agradecimentos

Ao Deus eterno, imortal, invisível, mas real.

À minha mãe Noêmea, pela vida.

À minha esposa Elisiane, por mudar minha vida.

À minha família, que sempre me ajudou e me incentivou, especialmente à Eliete, minha "prima-irmã-mãe".

A quem me alfabetizou, afinal, não chegaria aqui se não soubesse ler.

A todos os amigos e amigas que tive ao longo da minha vida, pois eles ajudaram na minha formação como ser humano.

Aos amigos que fiz em Porto Alegre, especialmente àqueles que dividiram sala comigo, Sabrina, Teco e Ricardo. Um agradecimento especial também aos alunos de iniciação científica, principalmente ao Maurício, por implementar o sistema com motor de passo.

Aos técnicos do IF, pessoas altamente qualificadas, que muito contribuem para a grandeza da instituição. Gostaria de citar especialmente o Sr. Otelo, do Raio X, e o Paulinho, da oficina mecânica.

À professora Dra. Elisa Saitovich, por disponibilizar o laboratório de filmes finos do CBPF para fabricação das amostras e por sua colaboração ao trabalho.

Aos professores do LAM (Dr. Julian Geshev e Dr. Luis Gustavo) pelo apoio, colaboração e pelos preciosos conhecimentos e conselhos transmitidos ao longo desses anos de doutoramento. Faço menção especial ao Dr. Julian, pela importante colaboração na parte teórica do trabalho.

Aos meus orientadores, Dr. João Schmidt e Dr. Luiz Nagamine, pela paciência, dedicação e encorajamento ao longo deste trabalho. Um reconhecimento especial ao prof. Nagamine, pela dedicação e acompanhamento em todas as etapas da tese, inclusive, e principalmente, na parte de fabricação das amostras.

Ao CNPq, à UESPI e à FAPEPI pelo apoio financeiro.

Resumo

No presente trabalho foram investigadas as propriedades estruturais, magnéticas e magnetorresistivas de multicamadas magnéticas ultrafinas de Co/Pt acopladas ao IrMn, depositadas por desbastamento iônico tipo *magnetron*. As técnicas de caracterização utilizadas foram Difratomia e Reflectometria de Raios X, Microscopia de Força Atômica, Magnetometria por Gradiente de Força Alternada e Magnetorresistência. O comportamento da magnetização foi simulado usando o modelo de rotação coerente. A análise dos resultados obtidos por magnetometria e magnetorresistência mostraram que a anisotropia magnética das amostras de Co/Pt acopladas ao IrMn é cônica. O ângulo do cone foi determinado a partir da simulação dos resultados das curvas de magnetização com campo magnético aplicado no plano do filme, usando-se o modelo de rotação coerente. Para as válvulas de spin, foi observado que a camada semente tem forte influência sobre as propriedades magnéticas e sobre a magnetorresistência gigante.

Abstract

In the present work, the structural, magnetic and magnetoresistive properties of ultrathin magnetic Co/Pt multilayers, exchange-coupled to IrMn, deposited by magnetron sputtering, have been investigated. The characterization techniques used were X-ray diffraction and reflectometry, atomic force microscopy, Alternating Gradient-Force Magnetometry and Magnetoresistance. The magnetic behavior was simulated using a coherent rotation model. The magnetometry and magnetoresistance results showed that the magnetic anisotropy of the Co/Pt coupled to IrMn samples is a cone anisotropy. The cone angle was determined from the simulations of the magnetization curves with applied magnetic field at the films' plane, using a coherent rotation model. For the spin valves, it has been observed that the seed layer has a strong influence on the magnetic and giant magnetoresistance properties.

Lista de Figuras

- 1 Formação de domínios magnéticos que minimizam a energia do sistema. p. 21
- 2 Diagrama representando os eixos de fácil e difícil magnetização para o cobalto hcp e fcc. p. 22
- 3 Diagrama esquemático mostrando o descasamento de rede, que ocorre quando dois materiais com parâmetros de rede diferentes são depositados um sobre o outro: regime incoerente. p. 24
- 4 Diagrama esquemático representando a interação entre AF/FM. . . p. 27
- 5 Diagrama esquemático representando a interface AF/FM no modelo de Mauri. Figura extraída do trabalho de Nicolodi. p. 28
- 6 Diagrama esquemático mostrando a origem física da AMR. A elipse representa o movimento de precessão de um domínio magnético em torno do campo magnético externo aplicado. p. 31
- 7 Diagrama explicativo da GMR. Há poucos estados disponíveis para elétrons com spin \downarrow na camada FM1 e poucos estados disponíveis para os elétrons com spin \uparrow na camada FM2. p. 32
- 8 Diagrama esquemático referente à medida da voltagem Hall, extraído do trabalho de Nakagawa. p. 34
- 9 Diagrama esquemático de uma válvula de spin com magnetização no plano do filme. p. 35
- 10 Diagrama esquemático de uma câmara de *sputtering*. p. 39
- 11 Diagrama esquemático de um *magnetron sputtering*. Os elétrons ficam confinados na região das linhas de campo magnético, representadas pelas linhas parabólicas da figura. p. 40

12	Diagrama esquemático de interferência construtiva e destrutiva, segundo a lei de Bragg.	p. 41
13	Difratometria de Raios X de filmes de cobalto, cobre, IrMn e platina depositados sobre Si(100)/SiO ₂ . A espessura de cada filme é de cerca de 180 Å.	p. 42
14	Reflectometria de Raios X para filme de platina depositada sobre Si(100)/SiO ₂ . Os símbolos representam os dados experimentais, enquanto a linha azul, a simulação usando-se o programa <i>WinGixa</i> . . .	p. 45
15	Diagrama esquemático de um equipamento de Microscopia de Força Atômica.	p. 46
16	Diagrama esquemático do Magnetometômetro por Gradiente de Força Alternada utilizado.	p. 46
17	Fotografia da ponteira utilizada nas medidas de magnetorresistência.	p. 48
18	Difratometria de Raios X para a amostra Si/[Pt(20)/Co(4.5)] ₃ /Pt(20). O pico centrado em 39.80° é devido a textura (111) da platina. . . .	p. 53
19	Reflectometria de Raios X da amostra [Pt/Co]. Os símbolos cheios representam os dados experimentais, enquanto a linha contínua, a simulação feita usando-se o programa <i>WinGixa</i>	p. 54
20	Imagem da superfície da amostra [Pt/Co], obtida por Microscopia de Força Atômica. A rugosidade média quadrática, calculada usando-se o programa <i>WSxM</i> , é de 3.6 Å. Os eixos <i>X</i> e <i>Y</i> estão na escala de 1.0 μm, enquanto em <i>Z</i> , a escala é de 1.0 nm.	p. 55
21	Curvas de magnetização $M \times H$, obtidas por AGFM, para campo magnético externo <i>H</i> aplicado perpendicular ao plano do filme (símbolos em preto) e no plano do filme (símbolos em vermelho) referentes à amostra Si/[Pt(20)/Co(4.5)] ₃ /Pt(20). A área marcada em azul representa a constante de anisotropia efetiva K_{eff} . No interior da figura, é mostrada em detalhe a região para $-100 < H < 100$ Oe. . .	p. 56
22	Figura ilustrativa representando os mecanismos de dinâmica da reversão da magnetização por rotação coerente (a) e por nucleação e deslocamento de paredes de domínios (b).	p. 57

- 23 Figura representando o efeito do campo magnético externo sobre a magnetização (representada pela seta em tom cinza) de ilhas de cobalto com anisotropia magnética perpendicular (PMA) depositadas sobre platina. Os símbolos vermelhos representam os átomos do perímetro, enquanto os verdes, os átomos do interior de cada ilha de cobalto. Se os átomos do perímetro contribuem de maneira mais efetiva para a PMA, então a magnetização de ilhas maiores é mais facilmente reorientada pelo campo externo H p. 58
- 24 Curvas de $M \times H$, obtidos por AGFM. Em (a) o campo magnético externo é aplicado no plano do filme, enquanto que em (b), perpendicular ao plano do filme. Os símbolos representam os dados experimentais, enquanto as linhas cheias, o resultado da simulação usando o modelo descrito pela equação 4.2. Os valores usados na simulação estão mostrados na figura. p. 60
- 25 (a) Curvas de $V_H \times \beta$, nas quais as linhas do campo magnético externo, de 4.0 kOe, são paralelas ao plano do filme, sendo β o ângulo entre as linhas de campo e a densidade de corrente; (b) Curvas de $V_H \times \alpha$, em que α é definido como o ângulo entre as linhas de campo e a normal ao plano do filme. Os símbolos representam os dados experimentais. Em (a), a linha contínua representa o resultado obtido da simulação, que fornece o valor para a magnetorresistência anisotrópica. Em (b), a linha contínua representa a função cosseno. p. 61
- 26 Dados obtidos por XRD referentes a quatro amostras representativas. Os picos relativos à Pt(111) (esperado em 39.65° , marcado pelas linhas pontilhadas azuis) e ao IrMn(111) (esperado em 41.30° , marcado pelas linhas descontínuas azuis), por serem muito próximos, estão convoluídos, não sendo possível distingui-los. Em parêntesis a espessura nominal do espaçador, em Angstrom. p. 65
- 27 Reflectometria de Raios X referente à amostra IrMn/[Co/Pt]₃. Os símbolos cheios representam os dados experimentais, enquanto a linha contínua, o resultado da simulação. p. 66

28	Dados experimentais de Reflectometria de Raios X para várias amostras. Como pode ser notado em todas as amostras, o decrescimento dos picos segue a mesma curva, indicando que a rugosidade efetiva média das amostras não é influenciada pelo espaçador não magnético.	p. 67
29	Figuras ilustrativas de interfaces compensadas e não compensadas de um antiferromagneto, extraídas do trabalho de Blamire.	p. 68
30	Curvas normalizadas de $M \times H$, da amostra IrMn/Cu(5)/[Co/Pt] ₃ , como depositada e após recozimento a 200 e 350 °C, obtidas por AGFM, com campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do filme (H_{\perp}). As linhas são apenas guia para os olhos.	p. 69
31	Curvas de magnetização normalizadas $M \times H$, obtidas por AGFM, à temperatura ambiente, com campo magnético aplicado perpendicular ao plano do filme (H_{\perp}), para as amostras IrMn/Pt(t)/[Co/Pt] ₃ . Os valores estão normalizados pelo valor máximo, obtido em $H = 4.0$ kOe, já corrigidas as contribuições diamagnéticas. As linhas são apenas guia para os olhos.	p. 71
32	Comportamento dos campos de <i>exchange bias</i> H_{EB} e coercivo H_C em função do espaçador de platina, para campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do filme (H_{\perp}), obtido das curvas de magnetização por AGFM. As linhas pontilhadas servem de guia para os olhos.	p. 72
33	Curvas normalizadas de $M \times H$ para as amostras IrMn/Pt(t)/[Co/Pt] ₃ para diferentes espessuras de platina, com campo magnético aplicado no plano do filme e em temperatura ambiente. Os símbolos representam os dados experimentais, obtidos por AGFM, enquanto que as linhas cheias representam o resultado de simulação.	p. 74

- 34 Na parte de cima da figura, são apresentados os valores experimentais de K_{eff} , obtidos dos dados de magnetização com H_{\perp} e H_{\parallel} para as amostras IrMn/Pt(t)/[Co/Pt]₃, por meio do método das áreas, enquanto que na parte inferior, os valores teóricos de K_{max} . Na inserção da figura são apresentados os valores teóricos obtidos para o ângulo θ entre a normal ao plano do filme e o eixo de fácil magnetização, mostrando que a anisotropia não é exatamente perpendicular ao plano do filme. As linhas servem de guia para os olhos. p. 76
- 35 Curvas da voltagem Hall $V_H \times H$ em função do campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do filme (H_{\perp}) para diferentes espaçadores de platina das amostras IrMn/Pt(t)/[Co/Pt]₃, medidas à temperatura ambiente. As linhas são apenas guia para os olhos. p. 77
- 36 Comportamento dos campos de *exchange bias* H_{EB} e coercivo H_C em função do espaçador de platina, das amostras IrMn/Pt(t)/[Co/Pt]₃, obtidos a partir das curvas da voltagem Hall em função do campo magnético aplicado perpendicular ao plano do filme (H_{\perp}). As linhas servem de guia para os olhos. p. 78
- 37 Curvas de magnetização normalizadas $M \times H$, obtidas por AGFM, à temperatura ambiente, com campo magnético aplicado perpendicular ao plano do filme (H_{\perp}), para as amostras IrMn/Cu(t)/[Co/Pt]₃. Os valores estão normalizados pelo valor máximo, obtido em $H = 4.0$ kOe, já corrigidas as contribuições diamagnéticas. As linhas são apenas guia para os olhos. p. 80
- 38 Comportamento do campo de *exchange bias* H_{EB} e do campo coercivo H_C em função do espaçador de cobre, para campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do filme (H_{\perp}), obtido das curvas de magnetização por AGFM. As linhas pontilhadas servem de guia para os olhos. p. 81

- 39 Curvas de magnetização normalizadas $M \times H$, obtidas por AGFM, com campo magnético externo aplicado perpendicular ao plano (símbolos pretos) e no plano (símbolos azuis) do filme, medidos à temperatura ambiente. Em (a), são mostrados os resultados para a amostra IrMn/[Co/Pt]₃ e, em (b), resultado para a amostra IrMn/Cu (4 Å)/[Co/Pt]₃ p. 82
- 40 Curvas normalizadas de $M \times H$ para as amostras IrMn/Cu(*t*)/[Co/Pt]₃ para diferentes espessuras de cobre, com campo magnético aplicado no plano do filme e em temperatura ambiente. Os símbolos representam os dados experimentais, obtidos por AGFM, enquanto que as linhas cheias representam o resultado de simulação. p. 84
- 41 Na parte de cima da figura, são apresentados os valores experimentais de K_{eff} , obtidos dos dados de magnetização com H_{\perp} e H_{\parallel} para as amostras IrMn/Cu(*t*)/[Co/Pt]₃, por meio do método das áreas, enquanto que, na parte inferior, os valores teóricos de K_{max} . Na inserção da figura, são apresentados os valores teóricos obtidos para o ângulo θ entre a normal ao plano do filme e o eixo de fácil magnetização, mostrando que a anisotropia não é exatamente perpendicular ao plano do filme. As linhas servem de guia para os olhos. p. 85
- 42 Curvas da voltagem devido à magnetorresistência anisotrópica V_{AMR} (parte superior da figura) e da voltagem Hall V_H (parte inferior da figura) da amostra IrMn/Cu(2 Å)/[Co/Pt]₃, com campo magnético externo aplicado normal ao plano do filme, à temperatura ambiente. Notar a antissimetria em V_{AMR} na parte superior da figura. As linhas servem de guia para os olhos. p. 86

- 43 Ilustração da proposta de reversão da magnetização de um sistema que apresenta estado cônico, quando sujeita a um campo magnético externo aplicado perpendicularmente ao plano do filme, H_{\perp} . Para H_{\perp} máximo, os momentos magnéticos da amostra estão paralelos à normal do plano do filme (1); à medida que H_{\perp} diminui, os momentos magnéticos tendem a assumir a posição de equilíbrio, que é o estado de cone (2); imediatamente antes da reversão, os momentos magnéticos retornam à posição perpendicular ao plano do filme, que é um mínimo local (3); quando o campo magnético externo consegue vencer os campos coercivo e de *exchange bias*, os momentos magnéticos revertem, ficando num estado de cone invertido (4) até que, a H_{\perp} máximo negativo, os momentos magnéticos permanecem antiparalelos à normal ao plano do filme (5). Os dados foram obtidos medindo-se a voltagem Hall e se referem à amostra IrMn/Cu(3 Å)/[Co/Pt]₃. p. 87
- 44 Curvas da voltagem devido à magnetorresistência anisotrópica V_{AMR} (parte superior da figura) e da voltagem Hall V_H (parte inferior da figura), da amostra IrMn/Cu(4 Å)/[Co/Pt]₃, com campo magnético externo aplicado normal ao plano do filme. p. 88
- 45 Curvas da voltagem Hall normalizada de 0 a 1, em função do ângulo entre a normal ao plano do filme e \vec{H} , para a amostra IrMn/Cu(5 Å)/[Co/Pt]₃. Em (a), o campo magnético aplicado foi de 30 (símbolos pretos) e 100 Oe (símbolos vermelhos). Em (b), os símbolos cheios representam os dados experimentais, obtidos para campo magnético de 4.0 kOe, enquanto a linha contínua representa a função cosseno. p. 89
- 46 Difractometria de Raios X referente às válvulas de spin com camada semente de tântalo (em azul) e de platina (em preto) com espessura de cobre de 20 Å (símbolos vazios) e 32 Å (símbolos cheios). p. 92
- 47 Reflectometrias de Raios X referentes a amostras com espaçador de cobre de 20 Å, com camada semente de tântalo (símbolos cheios) e platina (símbolos vazios). p. 93

- 48 Reflectometrias de Raios X referentes a amostras com espaçador de cobre de 32 Å, com camada semente de tântalo (símbolos cheios) e platina (símbolos vazios). p. 93
- 49 Imagens obtidas por Microscopia de Força Atômica e analisadas usando-se o programa *WSxM* para a obtenção da rugosidade da superfície das amostras com espaçador de cobre de 20 Å de espessura. À esquerda, é mostrada a imagem da superfície da amostra com camada semente de platina, cuja rugosidade é de aproximadamente 4 Å. À direita, a imagem da superfície da amostra com camada semente de tântalo, cuja rugosidade é de aproximadamente 8 Å. A escala é $X = 1.8 \mu\text{m}$, $Y = 1.6 \mu\text{m}$ e $Z = 10.0 \text{ nm}$ para ambas as figuras. p. 94
- 50 Magnetização normalizada obtida por AGFM, com campo magnético externo aplicado perpendicularmente ao plano das válvulas de spin com a estrutura Pt/[Co/Pt]₃/Co/Cu(*t*)/Co/[Pt/Co]₃/IrMn/Pt. . . . p. 96
- 51 Voltagem Hall normalizada na configuração de corrente no plano das válvulas de spin Pt/[Co/Pt]₃/Co/Cu(*t*)/Co/[Pt/Co]₃/IrMn/Pt. Na inserção da figura (d), são apresentados os dados de magnetorresistência para a amostra com $t_{Cu} = 32 \text{ Å}$. As linhas servem de guia para os olhos. p. 98
- 52 Voltagem Hall normalizada, das válvulas de spin com camada semente de tântalo, Ta/[Co/Pt]₃/Co/Cu(*t*)/Co/[Pt/Co]₃/IrMn/Pt. As linhas servem de guia para os olhos. p. 99
- 53 Magnetorresistência das válvulas de spin com camada semente de tântalo, Ta/[Co/Pt]₃/Co/Cu(*t*)/Co/[Pt/Co]₃/IrMn/Pt. As linhas servem de guia para os olhos. p. 100

Lista de Tabelas

1	Valores calculados, a partir dos dados de Difractometria de Raios X, para o espaçamento interplanar d e para o parâmetro de rede a . . .	p. 43
2	Valores usados para ajuste polinomial dos dados de Reflectometria de Raios X.	p. 44
3	Taxa de deposição e potência usada na deposição dos materiais utilizados na fabricação das amostras.	p. 49
4	Descrição das amostras fabricadas que serão objeto de estudo neste trabalho.	p. 51
5	Tabela com os valores das espessuras e rugosidades da amostra com composição nominal Si/[Pt(20)/Co(4.5)] ₃ /Pt(20), calculadas com a ajuda do programa <i>WinGixa</i>	p. 55
6	Descrição das amostras estudadas neste capítulo.	p. 63
7	Valores experimentais e simulações usando-se o programa <i>WinGixa</i> , para a amostra Pt/IrMn/[Co/Pt] ₃ ; ^b O valor da rugosidade para a camada protetora foi determinado por Microscopia de Força Atômica (AFM).	p. 66
8	Descrição das válvulas de spin estudadas neste capítulo.	p. 91

Sumário

Introdução	p. 17
1 Magnetismo	p. 20
1.1 Anisotropias Magnéticas	p. 21
1.1.1 Anisotropia Magnetocristalina	p. 22
1.1.2 Anisotropia Magnetoelástica	p. 23
1.1.3 Anisotropia de Forma	p. 24
1.1.4 Anisotropia Uniaxial	p. 25
1.1.5 Anisotropia "Unisentidal- <i>Exchange Bias</i>	p. 27
1.2 Anisotropias em Filmes Finos Magnéticos	p. 30
1.3 Magnetorresistência e Efeito Hall	p. 30
Magnetorresistência Ordinária:	p. 30
Magnetorresistência Anisotrópica:	p. 31
Magnetorresistência Gigante:	p. 32
Efeito Hall Ordinário:	p. 33
Efeito Hall Extraordinário:	p. 33
2 Modelo Teórico	p. 35
3 Técnicas de Preparação e Caracterização	p. 38
3.1 Desbastamento Iônico	p. 38
3.2 Desbastamento Iônico tipo <i>Magnetron</i>	p. 39
3.3 Caracterização Estrutural por Raios X	p. 40

3.3.1	Difratometria de Raios X	p. 40
3.3.2	Reflectometria de Raios X	p. 43
3.4	Microscopia de Força Atômica	p. 45
3.5	Magnetometria por Gradiente de Força Alternada	p. 46
3.6	Magnetorresistência	p. 47
3.7	Amostras	p. 49
3.8	Tratamento Térmico	p. 50
4	Multicamada com Anisotropia Magnética Perpendicular	p. 52
4.1	Caracterização Estrutural	p. 53
4.2	Caracterização Magnética	p. 55
5	<i>Exchange Bias Perpendicular</i>	p. 63
5.1	Caracterização Estrutural	p. 64
5.2	Caracterização Magnética, Magnetorresistiva e Simulações	p. 68
5.2.1	IrMn/Pt/[Co/Pt] ₃	p. 70
5.2.2	IrMn/Cu/[Co/Pt] ₃	p. 79
6	Válvulas de Spin com Anisotropia Fora do Plano	p. 90
6.1	Caracterização Estrutural	p. 91
6.2	Caracterização Magnética e Magnetorresistiva	p. 95
6.2.1	Válvula de Spin com Camada Semente de Platina	p. 95
6.2.2	Válvula de Spin com Camada Semente de Tântalo	p. 98
7	Conclusão	p. 101
	Apêndice	p. 103
	Referências	p. 104

Introdução

A eletrônica de spin é uma área emergente na pesquisa aplicada na fronteira entre magnetismo e eletrônica de semicondutores. Ao contrário da eletrônica convencional, que é inteiramente baseada na manipulação das cargas dos elétrons, a idéia geral na eletrônica de spin é fazer uso dos spins eletrônicos como um grau de liberdade adicional para gerar propriedades eletrônicas novas e criar dispositivos com novas funcionalidades. O uso dos spins eletrônicos oferece vantagens específicas como a não volatilidade, a possibilidade de alta densidade de integração, resistência à radiação etc. Uma revisão da eletrônica de spin pode ser vista no trabalho de Gregg e colaboradores^[1] e referências citadas neste artigo. Uma área de bastante interesse atualmente, na eletrônica de spin, é o desenvolvimento de memórias magnéticas não voláteis baseadas em junções túnel (MRAM)^[2, 3]. Entretanto, para que esses dispositivos possam realmente revolucionar o mercado, torna-se indispensável a confecção de memórias de alta densidade. Para alcançar tal objetivo, é necessário o uso de materiais magnéticos com anisotropia perpendicular. Em face disso, vários materiais apresentando anisotropia perpendicular, à temperatura ambiente, têm sido investigados nos últimos anos^[4–8].

Outro fenômeno bastante estudado na última década é o fenômeno de interação de troca (*exchange bias*). Este ocorre na interface entre um material ferromagnético e um antiferromagnético, a uma temperatura abaixo das temperaturas de Curie e Néel. Excelentes revisões podem ser vistas nos trabalhos de Nogués e Schuller^[9] e Berkowitz e Takano^[10]. Do ponto de vista de física básica, o fenômeno de interação de troca em sistemas com anisotropia magnética perpendicular (PMA), conhecido como *Exchange Bias* Perpendicular (PEB), apresenta bastante interesse devido às propriedades dinâmicas presentes nesses sistemas. Por exemplo, o processo de reversão da magnetização acontece por meio de dois processos fundamentais: nucleação de domínios com magnetização revertida e crescimento desses domínios mediado pelo movimento das paredes de domínio^[11, 12]. Além disso, a direção da anisotropia magnética pode mudar diante de várias situações, por exemplo:

- Mudança na direção de fácil magnetização do plano para fora do plano do filme na amostra $[\text{Pt}(20 \text{ \AA})/\text{CoFe}(4 \text{ \AA})]_n/\text{FeMn}(100 \text{ \AA})/\text{Pt}(20 \text{ \AA})$, quando n aumenta de 1 para 20 repetições^[13].
- Amostra $[\text{Pt}(20 \text{ \AA})/\text{Co}(4 \text{ \AA})]_n/\text{FeMn}(70 \text{ \AA})/\text{Pt}(20 \text{ \AA})$ muda a direção do eixo de fácil magnetização do plano do filme ($n = 2$) para fora do plano do filme ($n = 5$), passando por uma configuração intermediária^[14] em $n = 3$. Nessa mesma série de amostras, foi observado um comportamento anômalo do campo de *exchange bias* em função da espessura do espaçador não magnético.
- Amostra $[\text{Pt}(20 \text{ \AA})/\text{Co}(4 \text{ \AA})]_2/\text{Pt}(t \text{ \AA})/\text{FeMn}(130 \text{ \AA})/\text{Pt}(20 \text{ \AA})$ muda a direção da magnetização do plano para fora do plano do filme^[15] quando t_{Pt} aumenta de 0 para 20 Å.
- Apresentam PEB^[16] tanto a amostra $[\text{Pt}(20 \text{ \AA})/\text{Co}(4 \text{ \AA})]_3/\text{IrMn}(100 \text{ \AA})/\text{Pt}(20 \text{ \AA})$ como a amostra $\text{IrMn}(100 \text{ \AA})/[\text{Co}(4 \text{ \AA})/\text{Pt}(20 \text{ \AA})]_3$.
- Amostra $[\text{Pt}(20 \text{ \AA})/(\text{Co}(t \text{ \AA}))]_3/\text{IrMn}(50 \text{ \AA})/\text{Pt}(20 \text{ \AA})$ muda a direção de fácil magnetização de fora do plano para o plano do filme^[17] quando t_{Co} muda de 4.5 para 11 Å.

É diante deste rico cenário que o presente trabalho se insere, buscando dar uma contribuição para o melhor entendimento da física de sistemas de multicamadas magnéticas acopladas a um antiferromagneto. As amostras estudadas neste trabalho foram preparadas por desbastamento iônico do tipo *magnetron* e consistem de multicamadas de Co/Pt acopladas ao IrMn. O número de repetições da bicamada Co/Pt foi escolhido de tal forma que o sistema estivesse numa configuração de quase equilíbrio entre as contribuições planares e perpendiculares da anisotropia magnética. Uma vez que, nesses sistemas, há uma competição entre a contribuição devido a interface Co/Pt, que favorece a anisotropia perpendicular, e a contribuição devido a interface Co/IrMn, que favorece a anisotropia planar^[16], foi estudada a influência de um espaçador não magnético colocado entre o Co e o IrMn. Dessa forma, espera-se que haja uma modificação na anisotropia efetiva do sistema, como consequência da presença do espaçador não magnético.

Foram escolhidos como espaçadores a platina e o cobre. A princípio, esperava-se que, com a platina, fosse encontrado um comportamento anômalo e, com o cobre, um comportamento monotonicamente decrescente. Assim, buscava-se entender

melhor o comportamento das propriedades magnéticas dessas amostras em função do espaçador não magnético.

Como forma de estudar um sistema com aplicação imediata, foram fabricadas válvulas de spin baseadas na bicamada Co/Pt. Uma vez que as propriedades estruturais de válvulas de spin têm forte efeito sobre o sinal de magnetorresistência, foram fabricadas duas séries de amostras. A primeira série de amostras foi fabricada usando-se a platina como camada semente, enquanto a segunda série usando-se o tântalo. Em ambos os casos, foi usado, como espaçador, o cobre, cuja espessura foi de 20, 24, 28 e 32 Å. Assim, buscou-se estabelecer uma relação entre as propriedades estruturais e magnetorresistivas dessas amostras, a fim de se obter um maior sinal de magnetorresistência.

Por fim, mas não menos importante, buscou-se também propor um modelo fenomenológico, baseado no modelo de rotação coerente, a fim de simular o comportamento magnético das amostras e, a partir dos parâmetros do modelo, obter informações sobre a anisotropia magnética efetiva do sistema.

As amostras foram caracterizadas em duas etapas: caracterização estrutural e caracterização magnética/transporte. As análises estruturais das amostras foram feitas utilizando medidas de Raios X (baixo e alto ângulo) e Microscopia de Força Atômica. Para estudar o comportamento magnético/transporte foram utilizados Magnetômetro de Gradiente de Força Alternada (AGMF) e medidas de magnetorresistência na configuração de corrente no plano das amostras. A voltagem foi medida nas configurações paralela e perpendicular à densidade de corrente, no plano do filme.

1 *Magnetismo*

A interação que dá origem à ordem magnética pode ser expressa pelo Hamiltoniano de Heisenberg^[18]:

$$\hat{H} = - \sum_{i \neq j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (1.1)$$

no qual a soma se estende por todos os pares de spin do material.

A constante de interação por intercâmbio J_{ij} está relacionada à distância entre os átomos i e j e $S_{i,j}$ representa os momentos de spins atômicos. Uma outra contribuição importante vem da agitação térmica, que age desfavorecendo a ordem magnética expressa pela equação 1.1. Para temperaturas suficientemente elevadas, os materiais não apresentam ordem magnética. Entretanto, observando o comportamento de materiais magnéticos, verifica-se que, à medida que a temperatura é diminuída, uma ordem magnética é estabelecida. Se os momentos magnéticos se ordenam paralelamente uns aos outros ($J_{ij} > 0$), diz-se que o material é ferromagnético (FM). A temperatura, abaixo da qual essa ordem é alcançada, é denominada temperatura de Curie T_C . Se a ordem magnética é tal que os momentos magnéticos se alinham antiparalelamente ($J_{ij} < 0$), diz-se que o material é antiferromagnético (AF), e a temperatura abaixo da qual essa ordem é estabelecida é chamada de temperatura de Néel, T_N . Outros tipos de ordenamento dos momentos magnéticos são observados, como ferrimagnetismo e helimagnetismo. Maiores detalhes sobre ordenamento magnético podem ser encontrados nas referências [18–22].

Para materiais ferromagnéticos, a soma sobre todos os momentos magnéticos fornece um valor que é muito maior que o medido experimentalmente. Isso se deve ao fato de a condição de ordem magnética, estendendo-se por todo o material, não ser a mais favorável energeticamente. Há então a formação de domínios^[23, 24]. Isso ocorre para minimizar os efeitos do campo desmagnetizante, que pode ser assim entendido: Para uma material ferromagnético, abaixo da temperatura de Curie, a condição de alinhamento para todos os momentos magnéticos faz com que se com-

portem como se houvesse "cargas" magnéticas nas extremidades do material, o que gera um campo magnético contrário àquele, devido à ordem ferromagnética, daí o nome de campo desmagnetizante. A energia do sistema é minimizada para uma configuração em que há a formação de regiões no material, no qual os momentos magnéticos apontam na mesma direção, mas cada região tem momento magnético total apontando em diferentes direções, conforme ilustrado na figura 1. Essas direções são tais que, as linhas de campo tendem a ficar confinadas no próprio material.

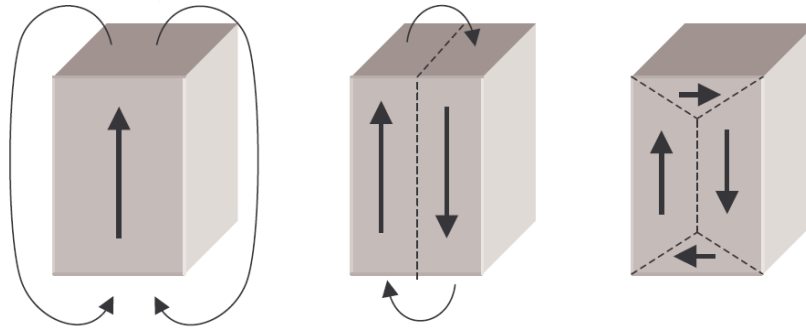


Figura 1: Formação de domínios magnéticos que minimizam a energia do sistema.

1.1 Anisotropias Magnéticas

Um material magnético possui anisotropia magnética quando a energia necessária para alinhar os momentos magnéticos depende da orientação relativa entre o material e o campo magnético aplicado a ele. Pode-se classificar a anisotropia magnética, de acordo com sua origem física, em duas partes^[25]:

- ACOPLAMENTO SPIN-ÓRBITA, responsável pelas anisotropias magnetocristalina e magnetoelástica,

$$\hat{H}_{LS} = \lambda_{LS} \vec{L}_i \cdot \vec{S}_i \quad (1.2)$$

- ACOPLAMENTO DIPOLAR, responsável pela anisotropia de forma,

$$\hat{H}_d = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 R_{ij}^3} \left[\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \frac{3}{R_{ij}^2} (\vec{S}_i \cdot \vec{R}_{ij})(\vec{S}_j \cdot \vec{R}_{ij}) \right] \quad (1.3)$$

no qual R_{ij} é a distância entre dois spins com momentos \vec{S}_i e \vec{S}_j , localizados nos sítios i e j , respectivamente, da rede cristalina.

A interação de troca por intercâmbio, apresentada na equação 1.1, não contribui para a anisotropia, uma vez que \hat{H} depende apenas do ângulo entre os spins e não da forma ou da orientação espacial da rede cristalina ^[26].

1.1.1 Anisotropia Magnetocristalina

Resultados experimentais de magnetização mostram que, em materiais magnéticos cristalinos, o campo magnético externo \vec{H} , necessário para saturar o material, depende da sua orientação em relação aos eixos cristalinos ^[18, 22, 27, 28]. No caso do cobalto hcp, o eixo de fácil magnetização é o (0001), enquanto, para o cobalto fcc, o eixo fácil é o (100), conforme ilustrado na figura 2. Essa dependência cria eixos nos quais a energia necessária para magnetizar o material é menor, pois os spins dos elétrons, responsáveis pelo magnetismo, acoplam-se aos orbitais cristalinos, o que se chama de interação spin-órbita. Na ausência de campos magnéticos externos, o spin do elétron interage com o campo elétrico gerado pelos íons do cristal. Isso faz com que seja mais fácil magnetizar o material em certas direções, chamadas de eixos fáceis.

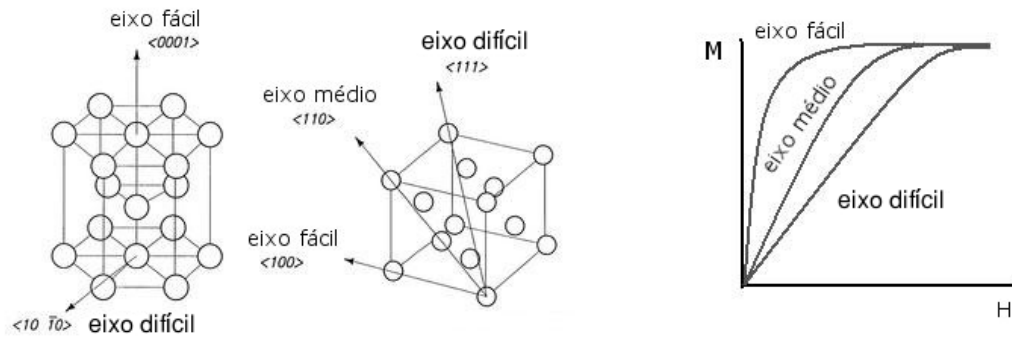


Figura 2: Diagrama representando os eixos de fácil e difícil magnetização para o cobalto hcp e fcc.

Fenomenologicamente, a energia associada à anisotropia magnetocristalina pode ser expressa por:

$$E_{mc}(\hat{u}_M) = \sum_{i,j} b_{i,j} \alpha_i \alpha_j + \sum_{i,j,k,l} b_{i,j,k,l} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + \dots \quad (1.4)$$

no qual $b_{i,j}$ e $b_{i,j,k,l}$ são constantes que dependem do material estudado, enquanto \hat{u}_M representa o vetor unitário da direção da magnetização, cujas componentes são dadas pelos cossenos diretores α_i . Em primeira aproximação, a equação 1.4 pode

ser escrita como $E = b \cos^2 \theta_{mc}$, em que θ_{mc} é o ângulo entre a magnetização e um dado eixo cristalino.

1.1.2 Anisotropia Magnetoelástica

James Prescott Joule, em 1842, observou que as dimensões físicas de um material ferromagnético mudam quando sua magnetização é variada^[19]. Esse efeito é conhecido como magnetostricção. O efeito inverso, ou seja, a mudança na magnetização, devido a uma tensão ou tração externa, é conhecida como efeito Villari^[19]. Os dois efeitos são denominados de magnetoelásticos.

Para um material elasticamente isotrópico, com magnetostricção isotrópica, a energia magnetoelástica pode ser expressa por^[4, 29, 30]:

$$E_m = -K_m \cos^2 \theta_m, \quad (1.5)$$

em que θ_m é o ângulo entre a magnetização e a direção de tensão uniforme e K_m é a constante magnetoelástica dada por:

$$K_m = -\frac{3}{2} \lambda \sigma, \quad (1.6)$$

no qual λ é a constante de magnetostricção, que depende da orientação relativa do cristal e \vec{H} , e σ é a tensão, que é função do módulo elástico ξ , $\sigma = \xi \epsilon$.

Em grande parte dos sistemas, o efeito de tensão mais importante é aquele devido ao descasamento entre os parâmetros de rede. Ao depositar um material A sobre um material B , a tensão, devido ao descasamento entre os parâmetros de rede a_A e a_B , pode ser expressa por^[4]:

$$\eta = \frac{(a_A - a_B)}{a_B}. \quad (1.7)$$

Existe um limite para o descasamento entre as redes, t_c , de tal forma que a minimização da energia leva a dois regimes distintos:

- regime coerente, $\eta < t_c$, a rede se acomoda com uma camada sofrendo contração e a outra sofrendo distensão, de forma que ambas assumem o mesmo parâmetro de rede no plano:

$$\epsilon_A = -\frac{\eta}{1 + \frac{t_A \xi_A}{t_B \xi_B}}, \quad (1.8)$$

$$\epsilon_B = \eta + \epsilon_A; \quad (1.9)$$

- regime incoerente, $\eta > t_c$, a energia do sistema é mínima para uma configuração em que há um descasamento entre as camadas, conforme ilustrado na figura 3.

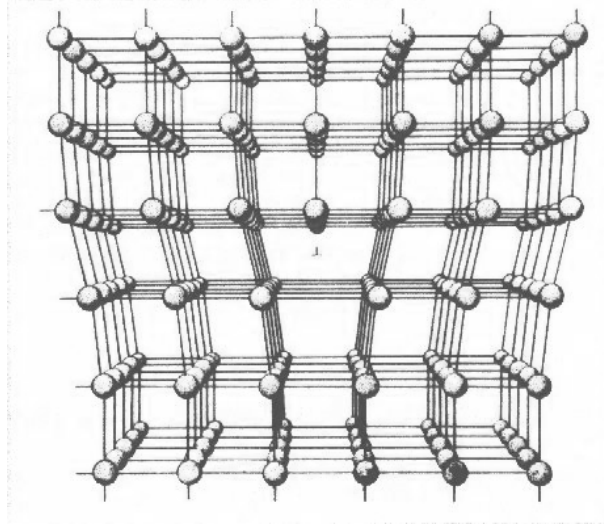


Figura 3: Diagrama esquemático mostrando o descasamento de rede, que ocorre quando dois materiais com parâmetros de rede diferentes são depositados um sobre o outro: regime incoerente.

1.1.3 Anisotropia de Forma

Em um material ferromagnético, os domínios magnéticos se organizam de tal forma a minimizar a energia livre do sistema. Entretanto, nas extremidades do material, os dipolos magnéticos ficam descompensados, criando-se assim um campo desmagnetizante. O termo desmagnetizante recebe tal nome porque sua direção é oposta à magnetização que o gera. Assumindo a matéria como um contínuo (de fato a natureza da matéria é discreta), o campo desmagnetizante, para uma amostra ferromagnética tipo elipsoidal, pode ser expresso por^[20, 28]:

$$\vec{H}_d = -\mathcal{N}\vec{M}, \quad (1.10)$$

em que \mathcal{N} é o tensor desmagnetizante, que depende da forma da amostra.

A energia associada à anisotropia de forma pode então ser escrita na forma^[28]:

$$E_d(\theta) = -\frac{\mu_0}{2V} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_d dv. \quad (1.11)$$

1.1.4 Anisotropia Uniaxial

Do ponto de vista fenomenológico, a energia de anisotropia de um material magnético com anisotropia uniaxial (tetragonal e hexagonal) pode ser expressa em uma série de potências^[18]. Para simetria tetragonal, os primeiros termos da expansão em série são:

$$E(\vartheta, \varphi) = K_1 \sin^2 \vartheta + K_2 \sin^4 \vartheta + K_3 \sin^4 \vartheta \cos 4\varphi, \quad (1.12)$$

em que K_n , $n = 1, 2, 3$ são constantes de anisotropia e ϑ e φ são as direções da magnetização espontânea com relação ao eixo polar e ao eixo azimutal, em coordenadas esféricas, respectivamente. Vale a pena salientar que essa expansão em potências pares de $\sin \vartheta$ é uma aproximação, para o caso de sistemas com forte simetria. Para fins de completeza, essa expansão deveria ser feita em termos de uma base ortonormal, por exemplo, usando-se polinômios de Legendre, entretanto, para materiais com forte simetria uniaxial, a expansão apresentada na 1.12 é válida. Para uma discussão mais detalhada do assunto, é sugerida a leitura do trabalho de Skomski e colaboradores^[31].

Na maioria dos materiais, $K_3 \ll K_1, K_2$, de forma que a minimização da energia em relação a ϑ pode nos fornecer informações relativas a K_1 e K_2 . Uma forma de se determinar K_1 é aplicar um campo magnético tanto na direção do eixo fácil como na de eixo difícil. A intersecção das curvas de magnetização obtidas nos fornece o campo de anisotropia H_{an} . Supondo que o eixo de fácil magnetização seja o eixo z , aplicando-se um campo magnético no plano xy , de tal forma que a magnetização seja mantida em equilíbrio, formando um ângulo ϑ com \hat{z} , então o torque exercido pela interação Zeeman será dado por $HM \cos \vartheta$, em que ϑ é o ângulo entre \vec{M} e \hat{z} .

Entretanto, o torque que tende a retornar a magnetização para o eixo fácil pode ser obtido diferenciando-se a energia livre em função de ϑ , de forma que:

$$\frac{dE}{d\vartheta} = 2K_1 \sin \vartheta \cos \vartheta + 4K_2 \sin^3 \vartheta \cos \vartheta, \quad (1.13)$$

Na condição de equilíbrio, tem-se:

$$H = \frac{2K_1 \sin \vartheta + 4K_2 \sin^3 \vartheta}{M}, \quad (1.14)$$

Se o campo magnético for suficientemente intenso, de forma que $\vec{H} \parallel \vec{M}$, ou seja, $\vartheta = 90^\circ$, então $\sin \vartheta = 1$. Para sistemas nos quais $K_2 \ll K_1$, pode-se determinar K_1

por:

$$K_1 = \frac{H_{an} M_S}{2}, \quad (1.15)$$

em que M_S é a magnetização de saturação.

A relação entre a anisotropia magnética e o campo de saturação no eixo difícil é válida em sistemas nos quais os domínios magnéticos são muito grandes, de forma que a interação entre eles se torna negligenciável^[4].

Para se determinar a anisotropia magnética de amostras com qualquer tamanho de grão, utiliza-se o método das áreas, que consiste em calcular a área entre as curvas de histerese magnética com campo aplicado nos eixos fácil e difícil. O inconveniente desse método é que as curvas de magnetização podem apresentar histerese magnética, sendo necessário tomar uma média entre os dois ramos do ciclo de histerese^[4]. Além do mais, muitas vezes o campo magnético necessário para saturar a amostra no eixo difícil não é alcançável pelos equipamentos disponíveis em determinados laboratórios.

Um método, utilizado em filmes finos com anisotropia magnética perpendicular, consiste em aplicar um campo magnético no plano do filme até que a voltagem Hall seja constante^[32]. A anisotropia é determinada pela intersecção das curvas tomadas na região de saturação e da derivada máxima de V_H .

A energia livre do sistema, por unidade de volume, pode ser fenomenologicamente expressa por:

$$E = E(\theta, \phi)^V + \frac{1}{d} E(\theta, \phi)^S \quad (1.16)$$

em que os índices V e S representam a contribuição de volume e de superfície, respectivamente.

Para um filme fino, todas as componentes do tensor desmagnetizante \mathcal{N} são nulas, exceto aquela na direção normal ao plano do filme, isto é, $\mathcal{N}^\perp = 1$. Se a magnetização é uniforme, com magnitude igual à magnetização de saturação M_S , a energia associada ao termo desmagnetizante pode ser expressa por^[33]:

$$E_d = \frac{1}{2} \mu_0 M^2 \cos^2 \theta, \quad (1.17)$$

em que θ é o ângulo entre \vec{M} e a direção normal ao plano do filme.

1.1.5 Anisotropia "Unisentidal" - *Exchange Bias*

O fenômeno de anisotropia por interação de troca (*exchange bias*), descoberto na década de 1950, manifesta-se como um deslocamento na curva de histerese magnética^[34]. No pioneiro trabalho de Meiklejohn^[34], o material estudado foi o cobalto, acoplado ao seu próprio óxido, Co/CoO. Esse trabalho ficou marcado pela novidade do ponto de vista físico, como o próprio título do artigo sugeria: "*New Magnetic Anisotropy*". O deslocamento observado no ciclo de histerese se deve à interação entre uma camada atômica interfacial antiferromagnética (AF) e uma camada atômica interfacial ferromagnética (FM), que induz uma anisotropia na camada FM, conforme proposto pelos mesmos autores^[35] em um trabalho de 1957. Essa interação se manifesta quando a curva de histerese é feita a uma temperatura que é inferior tanto à temperatura de Curie quanto à de Néel.

Na figura 4, é apresentada uma ideia intuitiva do fenômeno. O campo de *ex-*

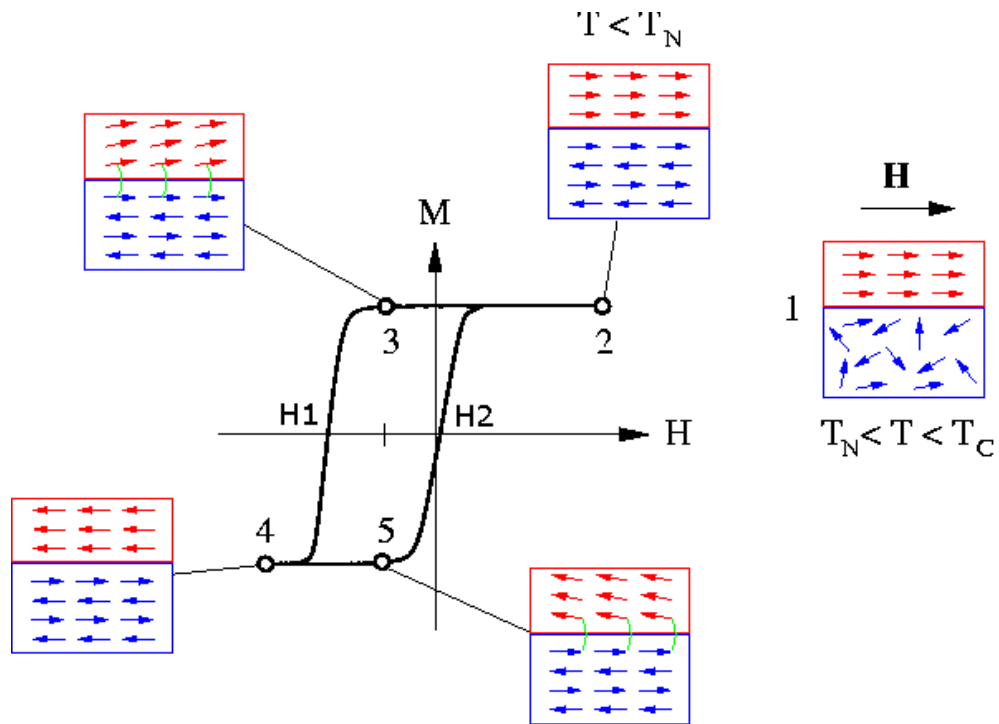


Figura 4: Diagrama esquemático representando a interação entre AF/FM.

change bias é definido como:

$$H_{EB} = \left| \frac{H_1 + H_2}{2} \right|, \quad (1.18)$$

e o campo coercivo como:

$$H_C = \left| \frac{H_1 - H_2}{2} \right|. \quad (1.19)$$

Em 1957, Meiklejohn e Bean^[35] propuseram a primeira explicação para o fenômeno que eles haviam descoberto um ano antes. Nesse modelo, a energia livre do sistema foi proposta como:

$$E(\theta) = HM_S \cos \theta + K_A \sin^2 \theta + K_U \cos \theta, \quad (1.20)$$

em que K_A é a anisotropia uniaxial de uma partícula ferromagnética esférica a temperatura zero e K_U é a anisotropia unidirecional. Minimizando a energia livre eles obtiveram^[35]:

$$H_{EB} = H - \frac{K_U}{M_S}. \quad (1.21)$$

Esse modelo fornece resultados que são duas ordens de grandeza maiores do que os valores experimentais medidos^[9], sendo porém importante do ponto de vista histórico e didático.

Mauri e colaboradores^[36], em 1987, propuseram um modelo que fornece bons resultados para o campo de *exchange bias*. Nesse modelo, foi proposto que o material AF tem anisotropia uniaxial, com uma formação de parede de domínios em seu interior. No material FM, não há parede de domínio, de forma que podemos idealizá-lo como um monodomínio. Assume-se ainda que a rotação da magnetização do FM ocorre de maneira coerente. Na figura 5, é apresentado um desenho ilustrativo.

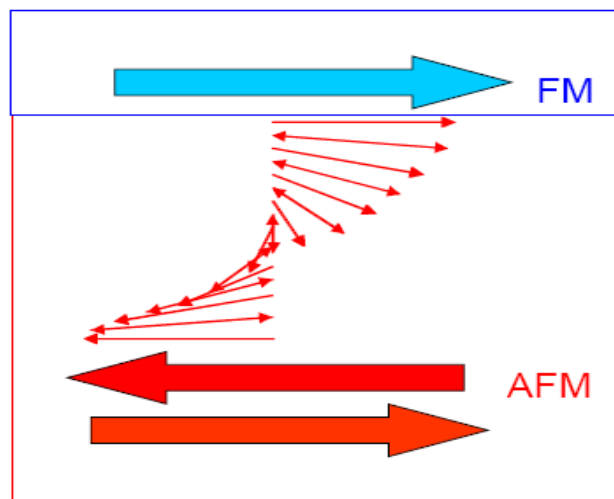


Figura 5: Diagrama esquemático representando a interface AF/FM no modelo de Mauri. Figura extraída do trabalho de Nicolodi^[37].

A energia por unidade de área é expressa por^[36]:

$$\begin{aligned} \delta^* &= 2\sqrt{K_{AF}A_{AF}}(1 - \cos \alpha) + \frac{A_{12}}{d}(1 - \cos(\alpha - \beta)) + K_{FM}t_{FM} \cos^2 \beta \\ &+ HMt_{FM}(1 - \cos \beta), \end{aligned} \quad (1.22)$$

em que A_{AF} é a constante de rigidez, K_{AF} é a anisotropia cristalina do AF, α é o ângulo entre os spins da camada AF e o eixo de anisotropia uniaxial; A_{12} é a interação de rigidez na interface, d é a espessura da interface (distância entre as camadas superficiais do AF e do FM) e β é o ângulo entre a magnetização do FM e o eixo de anisotropia do AF; K_{FM} e t_{FM} , a constante de anisotropia e a espessura do FM, respectivamente.

O termo $2\sqrt{K_{AF}A_{AF}}$ representa a energia por unidade de área da parede de domínio no AF, de forma que se pode expressar a energia em função dessa grandeza, o que se obtém^[36]:

$$\delta = (1 - \cos \alpha) + \lambda(1 - \cos(\alpha - \beta)) + \mu \cos^2 \beta + \kappa(1 - \cos \beta), \quad (1.23)$$

em que $\lambda = \frac{A_{12}}{2d\sqrt{K_{AF}A_{AF}}}$, que pode ser positivo ou negativo, dependendo do acoplamento ser paralelo ou antiparalelo. O termo $\mu = \frac{tK_{FM}}{2\sqrt{K_{AF}A_{AF}}}$ representa a anisotropia do FM e pode também ser positiva ou negativa, dependendo de a orientação do eixo fácil do FM estar paralela ou perpendicular ao campo externo aplicado. Finalmente o termo $\kappa = \frac{HMt_{FM}}{2\sqrt{K_{AF}A_{AF}}}$ representa a interação Zeeman. As curvas de magnetização são obtidas minimizando a energia livre expressa pela equação 1.23.

O campo de *exchange* obtido por este modelo é dado por:

$$H_E = -\frac{A_{12}/d}{M_{FM}t_{FM}} \text{ para } \lambda \ll 1; \quad (1.24)$$

$$= -\frac{2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}{M_{FM}t_{FM}} \text{ para } \lambda \gg 1. \quad (1.25)$$

Existem outros modelos teóricos para explicar o fenômeno de *exchange bias*, dentre eles podemos citar os propostos por Malozemoff^[38, 39], Koon^[40], Takano^[41]. Tais modelos não serão abordados no presente trabalho.

1.2 Anisotropias em Filmes Finos Magnéticos

Quando as dimensões físicas de um dado material são reduzidas, ele pode apresentar um comportamento diferente daquele em sua forma volumétrica. No que diz respeito às propriedades magnéticas, um fenômeno, que pode ocorrer quando uma das dimensões de um material é reduzida, é a mudança na direção da magnetização espontânea presente em materiais volumosos^[4, 42]. Tais mudanças podem ser originadas de vários fatores, além dos já anteriormente citados: da redução da simetria local em superfícies e interfaces (anisotropia superficial magnetocristalina, primeiramente proposta por Neèl^[43]), da rugosidade da superfície^[44, 45] (anisotropia superficial dipolar) e da interdifusão^[33].

Um conhecimento preliminar sobre anisotropia magnetocristalina, no caso de contribuição volumétrica, foi fornecido por van Vleck^[25]. Coube a Neèl^[43] uma formulação que contemplasse a contribuição superficial, embora seus resultados, em muitos casos, discordassem dos dados experimentais^[4]. Ele mostrou que a redução de simetria na interface resulta em uma anisotropia magnética na superfície bastante diferente daquela volumétrica. Posteriormente outros autores aprofundaram esse estudo, mostrando a importância da anisotropia de superfície^[46–49]. Para simetrias fcc (111) e fcc (100) a energia de superfície pode ser, em primeira aproximação, expressa por^[4, 43]:

$$E = -K_S \cos^2 \theta, \quad (1.26)$$

em que K_S é uma constante. A primeira observação experimental dessa anisotropia foi feita por Grandmann e Muller^[50], em 1968, quando estudavam filmes de NiFe, com espessura variando de 2 a 200 Å. Em filmes compostos de multicamadas magnéticas, a primeira observação foi feita por Carcia e colaboradores^[51].

1.3 Magnetorresistência e Efeito Hall

Genericamente podemos dizer que Magnetorresistência é um fenômeno que ocorre quando a resistência elétrica de um material é afetada devido à presença de um campo magnético.

Magnetorresistência Ordinária: Os metais não magnéticos apresentam efeito de magnetorresistência devido ao fato de o campo magnético externo afetar as órbi-

tas dos elétrons na superfície de Fermi. À medida que a intensidade de \vec{H} aumenta, a resistividade ρ também aumenta, não importando a direção de \vec{H} relativa a densidade de corrente \vec{j} . Em materiais ferromagnéticos, esse efeito é insignificante em relação a outros efeitos, tais como magnetorresistência anisotrópica e de válvula de spin.

Magnetorresistência Anisotrópica: A descoberta da magnetorresistência anisotrópica se deu na década de 1850, por W. Thomson^[52] quando estudava o níquel e o ferro. Tal efeito é caracterizado pela mudança na resistividade elétrica de um material magnético, devido à aplicação de um campo magnético (\vec{H}) numa dada direção. Isso se deve à interação spin-órbita. Quando o campo magnético está na mesma direção da densidade de corrente, então a resistividade, ρ , é máxima, e, quando o ângulo entre \vec{H} e \vec{j} é de 90° , ρ é mínima. Isso pode ser entendido da seguinte forma: a magnetização de um domínio magnético irá precessionar em torno do campo magnético externo aplicado. Assim, se \vec{H} é paralelo a \vec{j} , a seção de espalhamento efetiva "vista" pelos elétrons é maior do que quando \vec{H} é perpendicular a \vec{j} , figura 6.

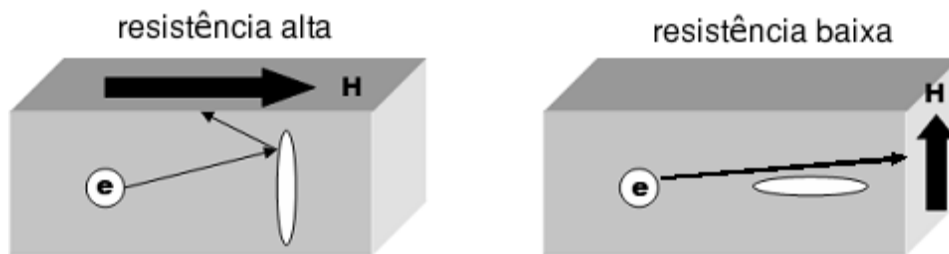


Figura 6: Diagrama esquemático mostrando a origem física da AMR. A elipse representa o movimento de precessão de um domínio magnético em torno do campo magnético externo aplicado^[53].

Em termos gerais, podemos afirmar que a resistividade de um material ferromagnético apresenta uma relação entre as direções da magnetização e da corrente elétrica, o que pode ser equacionado na forma simplificada^[54]:

$$\rho(\theta) = \rho_0 + \Delta\rho \cos^2 \theta_j, \quad (1.27)$$

em que ρ_0 é a resistividade a campo magnético externo nulo, θ_j é o ângulo entre \vec{M} e \vec{j} .

Magnetorresistência Gigante: A Magnetorresistência Gigante (GMR) foi descoberta em 1988, por Baibich e colaboradores^[55], quando estudavam multicamadas de Fe/Cr. O fenômeno é caracterizado por uma grande variação na resistência elétrica do sistema, devido à aplicação de um campo magnético. No sistema Fe/Cr e em outros nos quais as camadas magnéticas são separadas por uma não magnética, o acoplamento entre as camadas magnéticas depende da espessura do material não magnético entre elas^[56]. Assim, se o acoplamento entre as camadas magnéticas é antiferromagnético, um campo magnético externo pode forçar as camadas magnéticas a um alinhamento paralelo, o que altera drasticamente a resistência elétrica do material. A campo nulo, quando o material for submetido a um campo elétrico (\vec{E}), os elétrons com spin \uparrow serão espalhados na interface, na qual a camada tem magnetização \downarrow e vice-versa, de forma que a resistividade é alta, conforme ilustrado na figura 7, que representa o modelo de dois canais. Quando aplicamos um campo

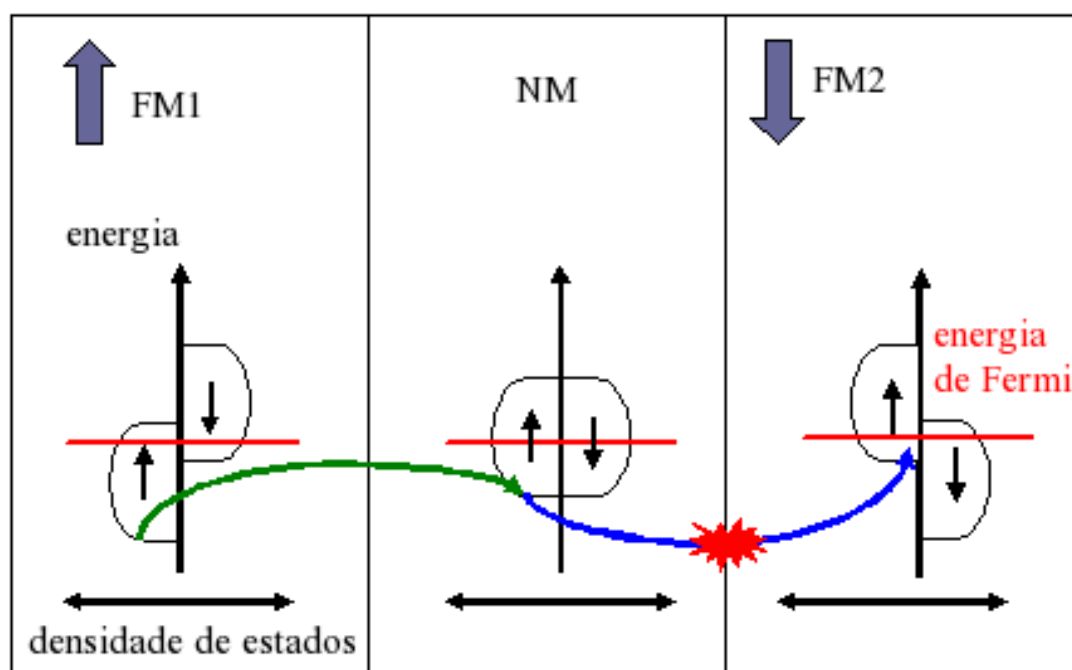


Figura 7: Diagrama explicativo da GMR. Há poucos estados disponíveis para elétrons com spin \downarrow na camada FM1 e poucos estados disponíveis para os elétrons com spin \uparrow na camada FM2.

magnético externo numa dada direção, por exemplo \uparrow , de forma a saturar a magnetização nessa direção, os elétrons com spin \downarrow serão espalhados enquanto os com spin \uparrow , não. Dessa forma, temos duas configurações para o sistema: uma com resistividade alta e outra com resistividade baixa, o que é suficiente para formar uma base no sistema binário. Portanto, uma das aplicações da GMR é em memórias não

voláteis.

Efeito Hall Ordinário: O efeito Hall ordinário foi descoberto em 1879, por Edwin Herbert Hall^[57], e se caracteriza pelo campo elétrico \vec{E}_H gerado entre as extremidades de um material pelo qual flui uma corrente elétrica e ao qual se aplica um campo magnético perpendicular à densidade de corrente elétrica (\vec{j}). O deslocamento dos elétrons é devido à força de Lorentz ($\vec{F} \propto \vec{j} \times \vec{H}$), que atua sobre eles, defletindo-os numa direção que é normal a \vec{j} e a \vec{H} . A primeira sugestão de utilizar o efeito Hall ordinário, para medir campos magnéticos, foi proposta por Pearson^[23, 58] em 1948. Desde então, o uso de sensores Hall tem abrangido uma vasta gama de utilização.

Efeito Hall Extraordinário: O efeito Hall extraordinário (EHE) se manifesta em materiais com magnetização espontânea, sendo normalmente muito maior que o efeito Hall ordinário. Neste caso, o campo magnético sentido pelo elétron é dado por^[54, 59–61]:

$$H_{eff} = H + 4\pi\alpha M, \quad (1.28)$$

em que H é o campo magnético externo, α é um parâmetro adimensional, que depende do material magnético, e M é a magnetização macroscópica do material.

O campo elétrico Hall, por unidade de densidade de corrente, pode ser escrito da seguinte forma^[60, 61]:

$$e_H = R_0 H + R_1 M, \quad (1.29)$$

em que R_0 é o coeficiente Hall ordinário e $R_1 = 4\pi\alpha R_0$ é o coeficiente Hall extraordinário e α é um parâmetro, geralmente maior que a unidade.

O efeito Hall em materiais ferromagnéticos é devido principalmente à magnetização, sendo portanto uma maneira de se estudar as propriedades magnéticas de materiais, principalmente de filmes finos com anisotropia magnética fora do plano do filme^[54, 59, 60].

A voltagem Hall, para um filme de espessura t e magnetização \vec{M} , sujeito a um campo magnético externo \vec{H} , pelo qual passa uma corrente i (ver figura 8), pode ser fenomenologicamente descrita por^[62]:

$$V_H = \frac{i}{t} (R_0 H \cos \alpha + \mu_0 R_1 M \cos \theta + \kappa M^2 \sin^2 \theta \sin 2\phi), \quad (1.30)$$

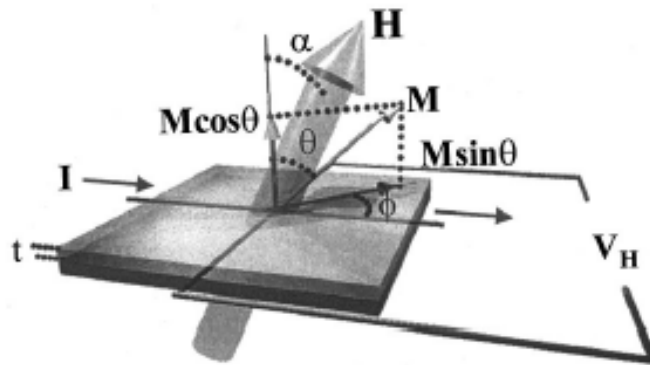


Figura 8: Diagrama esquemático referente à medida da voltagem Hall, extraído do trabalho de Nakagawa [62].

em que V_H é a voltagem Hall, R_0 e R_1 são as constantes Hall ordinária e extraordinária, respectivamente. Sendo (\hat{n}) a direção normal ao plano do filme, α é o ângulo entre \vec{H} e \hat{n} , θ o ângulo entre \vec{M} e \hat{n} e ϕ o ângulo entre a projeção de \vec{M} no plano do filme e a densidade de corrente \vec{j} .

O ângulo que a projeção de \vec{H} no plano do filme faz com \vec{j} é dado por β (não mostrado na figura 8). É interessante notar que o último termo da equação 1.30 é justamente a magnetorresistência anisotrópica, com constante κ , relacionada à resistividade longitudinal.

2 Modelo Teórico

Neste capítulo, será descrito o modelo utilizado para simular o comportamento magnético e, em alguns casos, magnetorresistivo, das amostras estudadas, baseado no modelo de Mauri^[36, 63, 64].

Abaixo é mostrado um diagrama esquemático de uma válvula de spin com magnetização no plano do filme. A camada FM2 está acoplada ao AF. Entre as camadas ferromagnéticas, há um material NM.

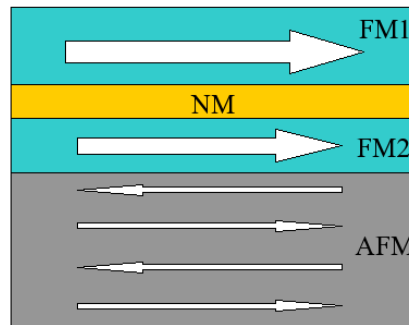


Figura 9: Diagrama esquemático de uma válvula de spin com magnetização no plano do filme.

Propõe-se assim que a energia total por unidade de área seja descrita fenomenologicamente por^[63–65]:

$$\begin{aligned}
 E = & \sum_{i=1}^2 t_i \left[\left(\frac{2\pi}{t_i} - K_S \right) (\vec{M}_i \cdot \hat{n})^2 - \vec{H} \cdot \vec{M}_i - K_{1_i} \frac{(\vec{M}_i \cdot \hat{u}_i)^2}{M_i^2} - K_{2_i} \frac{(\vec{M}_i \cdot \hat{u}_i)^4}{M_i^4} \right] \\
 & - \sigma_W \frac{\vec{M} \cdot \hat{U}}{\mathcal{M}} - \sum_{i=1}^2 J_{E_i} \frac{\vec{M}_i \cdot \vec{M}}{M_i \mathcal{M}} - J \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

em que a magnetização da i -ésima camada FM é dada por \vec{M}_i , enquanto da camada AF, é dada por \vec{M} . Os versores \hat{n} , \hat{u}_i e \hat{U} são, respectivamente, da direção normal ao

plano do filme, da direção da anisotropia da i -ésima camada FM e da anisotropia da camada AF. O campo magnético externo é representado por \vec{H} . Na equação 2.1, o primeiro termo representa as contribuições desmagnetizante e de interface (vale ressaltar que o termo de interface também inclui o de volume, sob a forma tK_V); o segundo termo a energia Zeeman; o terceiro e o quarto termos são, respectivamente, as contribuições uniaxiais de primeira e segunda ordem; o quinto termo da equação 2.1 está associado à contribuição da camada antiferromagnética, sendo σ_W a energia por unidade de superfície de uma parede de domínio de 90° no AF; o sexto termo se refere à interação entre o material FM e o AF, enquanto o sétimo, à interação entre as camadas FM. A constante de anisotropia uniaxial K_1 representa uma contribuição efetiva, sendo uma somatória de várias contribuições^[4, 8, 42, 66, 67], por exemplo, anisotropia magnetocristalina, magnetoelástica, dipolar, dentre outras.

Por questões práticas, os parâmetros referentes às propriedades magnéticas serão expressos em campo efetivos, assim definidos:

- Campo de anisotropia uniaxial: $H_U = \frac{2K}{M_s}$;
- Campo de anisotropia da parede de domínio: $H_W = \frac{\sigma_W}{tM_s}$;
- Campo de anisotropia de *exchange bias*: $H_E = \frac{J_E}{tM_s}$;
- Campo de *exchange*: $H_{Ex} = \frac{J}{tM_s}$;

em que M_s é a magnetização de saturação.

Na maioria dos trabalhos, a magnetização é considerada uniforme, apontando numa direção bem definida. Entretanto, em materiais reais, tanto o FM como o AFM podem estar num estado de magnetização não uniforme, com uma distribuição dos seus domínios em torno de uma direção preferencial^[68]. Para levar em conta essa possibilidade, foi utilizada uma textura gaussiana em torno das direções \hat{u}_i e \hat{U} . As direções de equilíbrio estático de \vec{M}_i e \vec{M} são calculadas da equação 2.1, encontrando-se os ângulos polares (θ_i e θ) e azimutais (ϕ_i e ϕ), para os quais a energia total é mínima^[63, 65, 69].

No caso de H_W ser muito grande, quando comparado com H_U e H_E , o modelo se reduz ao caso em que a extremidade da parede do AF é rígida^[70], já que o campo de anisotropia efetiva do sistema é expresso por:

$$H_{eff} = H_U + \frac{H_E H_W}{H_E + H_W}. \quad (2.2)$$

É interessante ressaltar que o campo de anisotropia efetiva é o mesmo, tanto para $H_E \ll H_W$ como para $H_E \gg H_W$.

As medidas de resistência, para as válvulas de spin, são modeladas de acordo com a equação^[65]:

$$R_{eq} = R_O + R_{SV} + R_{AMR}. \quad (2.3)$$

O primeiro termo é a resistência ordinária do material, a campo nulo, que é uma constante. O segundo termo na equação é a magnetorresistência de válvula de spin, que é máxima quando as camadas FM são paralelas e mínima quando anti-paralelas,

$$R_{SV} = \frac{\Delta R_{SV}}{2} \sum_i P_i [1 - \cos(\theta_{R_1} - \theta_{R_2})], \quad (2.4)$$

em que $\theta_{R_{1,2}}$ representa o ângulo que a magnetização da camada (1,2) faz com o campo magnético externo \vec{H} .

Finalmente, o terceiro termo da equação 2.3 é a magnetorresistência anisotrópica, que é máxima quando o campo externo é perpendicular à densidade de corrente.

$$R_{AMR} = \Delta R_{AMR} \sum_i P_i [\sin^2(\phi_1 - \phi_j) + \sin^2(\phi_2 - \phi_j)], \quad (2.5)$$

em que ϕ_j é o ângulo entre o campo externo H e a densidade de corrente e $\phi_{1,2}$ é o ângulo entre a densidade de corrente elétrica e a projeção da magnetização da camada (1,2) no plano do filme. Ressalta-se que aqui, usamos uma função seno em vez de uma função cosseno, usada por outros autores.

Esse modelo tem sido usado, com sucesso, na simulação de curvas de magnetização e de ressonância ferromagnética em vários sistemas que apresentam anisotropia magnética planar: Fe depositado sobre Si(111)^[71]; NiFe/NiO^[72]; Co/NiO^[73]; NiFe/Cu/NiFe^[74]; NiFe/FeMn^[75]; IrMn/Cu/Co^[64]; NiFe/Cu/NiFe/FeMn^[65]. Neste trabalho, esse modelo será usado para simular o comportamento da magnetização em sistemas com anisotropia magnética perpendicular.

3 *Técnicas de Preparação e Caracterização*

Neste capítulo, será descrita a metodologia empregada para a fabricação e caracterização das amostras estudadas, valorizando-se as ideias básicas de cada técnica de uma forma simples e intuitiva.

3.1 **Desbastamento Iônico**

A técnica de desbastamento iônico^[76, 77] consiste na criação de um plasma em um ambiente de atmosfera controlada e da aceleração dos íons deste plasma em direção ao material a ser desbastado. O plasma é criado quando aplicamos uma diferença de potencial entre o alvo e o substrato. Como o plasma é uma condição dinâmica, uma diferença de potencial é mantida entre o alvo e o substrato, o que ionizará o gás. O material alvo é erodido pelos íons que nele colidem, sendo depositado num substrato previamente escolhido, conforme ilustrado na figura 10.

Para deposição de materiais dielétricos, usa-se uma fonte de Rádio Frequência (RF), para permitir que o plasma seja persistente, uma vez que os elétrons, por terem alta mobilidade, acompanham a mudança periódica no campo elétrico, enquanto os íons, mais pesados, têm mobilidade menor^[76]. A taxa de deposição do material erodido pode ser controlada com precisão nanométrica.

Existem várias maneiras de se controlar a espessura do material depositado. Dentre elas, podemos citar uma *in situ*, e outra *ex situ*: a primeira consiste em colocar um cristal ao lado do substrato no qual será depositado o material erodido. À medida que o material é depositado, a frequência de vibração do cristal muda. Essa mudança é proporcional à quantidade de material erodido; a segunda consiste em depositar material sobre um substrato, mantendo-se todos os parâmetros do

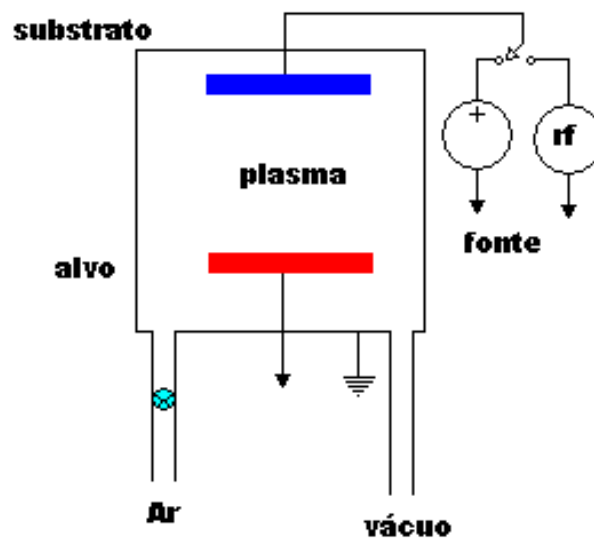


Figura 10: Diagrama esquemático de uma câmara de *sputtering*.

sistema constantes, com exceção do tempo. Depois, faz-se uma curva de calibração da espessura em função do tempo para cada material a ser depositado. Geralmente essa taxa obedece a uma relação linear. No sistema de desbastamento iônico, a taxa de deposição é bastante baixa e os elétrons livres na câmara podem colidir com o substrato e com o material que está sendo depositado, o que pode provocar aquecimento e defeitos estruturais.

3.2 Desbastamento Iônico tipo *Magnetron*

Para diminuir os efeitos da contaminação, usa-se o desbastamento iônico tipo *magnetron*^[78], que tem a vantagem de aumentar a taxa de deposição ao aprisionar elétrons numa dada região, devido à interação destes com os campos magnético e elétrico, conforme ilustrado na figura 11. Nesta configuração os elétrons se movem numa órbita helicoidal em torno das linhas de campo magnético, aumentando assim a taxa de ionização do gás e a erosão do alvo, além de permitir que se trabalhe com pressões mais altas, da ordem de mTorr. As linhas de um campo magnético também servem como armadilha para os elétrons, diminuindo assim a contaminação no material que está sendo depositado, o que melhora substancialmente a qualidade dos filmes.

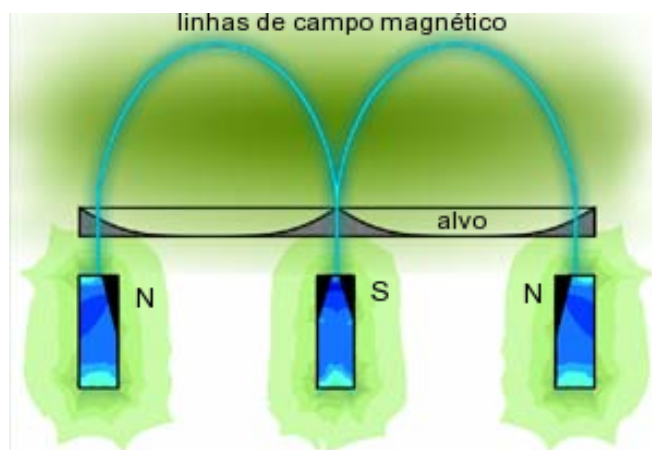


Figura 11: Diagrama esquemático de um *magnetron sputtering*^[79]. Os elétrons ficam confinados na região das linhas de campo magnético, representadas pelas linhas parabólicas da figura.

3.3 Caracterização Estrutural por Raios X

As propriedades estruturais da matéria são amplamente estudadas por meio de raios X. A técnica consiste em fazer incidir sobre a amostra um feixe de raios X e detectar o sinal refletido ou difratado. Por meio da análise deste sinal, várias propriedades referentes à estrutura cristalina ou morfologia do material podem ser determinadas. O difratograma de raios X é normalmente dividido em duas regiões distintas, uma que vai de 0 a 10° (Reflectometria) e outra para ângulos maiores que 10° (Difratometria)^[80]. Abaixo serão discutidas as duas principais técnicas de caracterização por raios X.

3.3.1 Difratometria de Raios X

A Difratometria de Raios X (XRD) é uma técnica não destrutiva com a qual podemos examinar a composição química e a estrutura cristalográfica dos materiais. Nessa técnica, fazemos o feixe de raios X incidir sobre a amostra, formando um ângulo θ em relação à normal ao plano desta. Cada elemento químico, ou composto químico, terá um máximo na intensidade de raios X detectada, num determinado ângulo. Isso se deve ao pequeno comprimento de onda dessa radiação, o que permite investigar, com boa resolução e precisão, a estrutura da matéria. Quando um feixe de raios X incide num material cristalino, formando um ângulo θ_i com o plano deste, haverá interferência construtiva quando a distância entre os planos atômicos do cristal for um número inteiro do comprimento de onda λ da radiação, como

mostrado na figura 12. Com essa técnica, pode-se determinar vários parâmetros

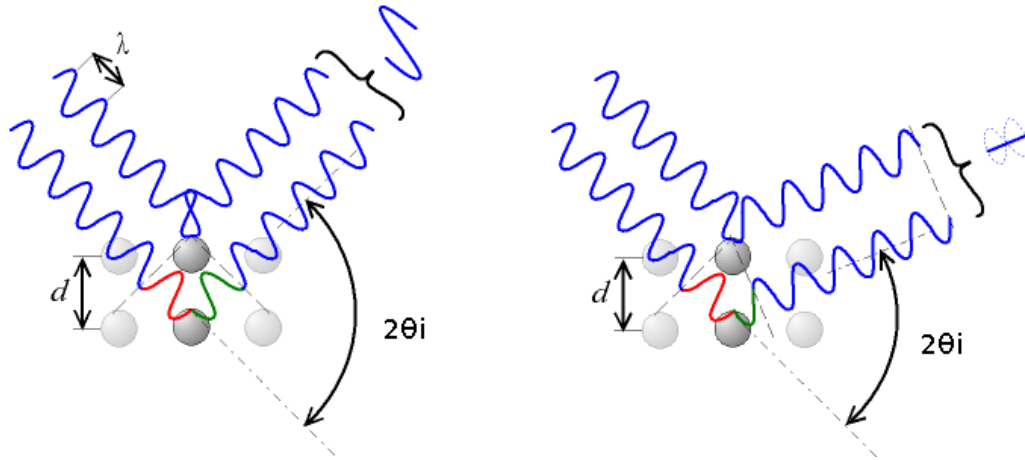


Figura 12: Diagrama esquemático de interferência construtiva e destrutiva, segundo a lei de Bragg^[81].

estruturais do material, tais como textura, parâmetro de rede, cristalinidade etc.

A relação entre a distância interplanar e o ângulo de incidência é dada pela relação de Bragg^[82]:

$$2d \sin \theta_i = n\lambda. \quad (3.1)$$

A relação entre o parâmetro de rede (a) e a distância interplanar (d) é dada por^[83]:

$$a = 2d \sqrt{\nu_1^2 + \nu_2^2 + \nu_3^2}, \quad (3.2)$$

em que:

$$\nu_1 = \frac{(-h + k + l)}{2}; \nu_2 = \frac{(h - k + l)}{2}; \nu_3 = \frac{(h + k - l)}{2}, \quad (3.3)$$

sendo (hkl) os índices de Miller.

Uma outra informação, que pode ser facilmente extraída dos dados de difratometria, é o tamanho médio (D) do grão cristalino. Os materiais crescidos por *sputtering* apresentam uma estrutura policristalina, entretanto, pode-se estimar o tamanho médio dos grãos, utilizando-se da fórmula de Scherer^[80]:

$$D = \frac{0.9\lambda}{\Delta\theta_i \cos \theta_i}, \quad (3.4)$$

em que $\Delta\theta_i$ é a largura, à meia altura, do pico de Bragg.

Os difratogramas para os materiais usados na fabricação das amostras são apresentados na figura 13. As medidas foram feitas usando-se um goniômetro D-500 Siemens, com radiação CuK_α de comprimento de onda $\lambda = 1.54178 \text{ \AA}$. Es-

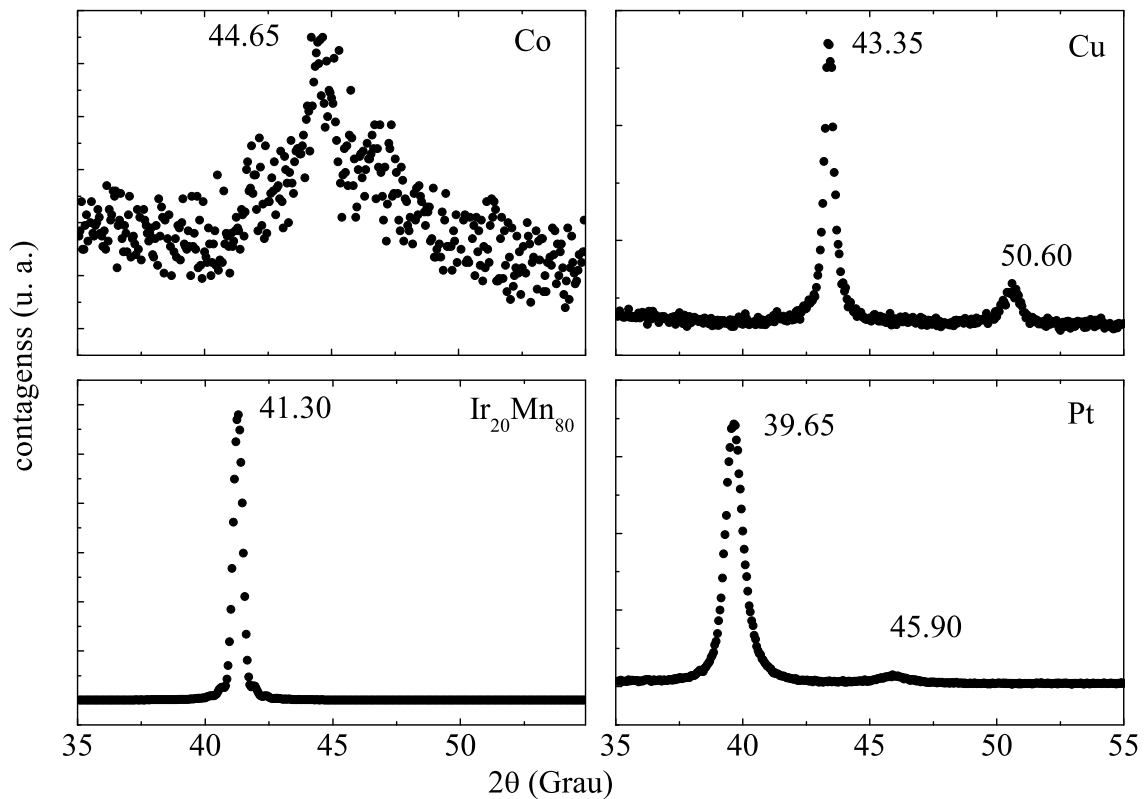


Figura 13: Difractometria de Raios X de filmes de cobalto, cobre, IrMn e platina depositados sobre Si(100)/SiO₂. A espessura de cada filme é de cerca de 180 Å.

As amostras, com cerca de 180 Å de espessura depositados diretamente sobre Si(100)/SiO₂, foram as utilizadas para a calibração da taxa de deposição. Como pode ser observado, a platina, o cobre e o IrMn crescem com textura (111) bem definida, com picos em 39.65, 41.30 e 43.35°, respectivamente. Os pequenos picos observados em 45.90°, na platina, e em 50.60°, no cobre, são relativos à textura (200). A amostra de cobalto apresenta um difratograma bem alargado em torno de 44.65°. Na forma volumétrica, o cobalto cresce na forma hcp, com pico de textura (101) e (002) em 47.61 e 44.80°, respectivamente. Entretanto, devido à pequena espessura de material depositado, acredita-se que exista uma mistura de fases hcp e fcc, sendo o pico (111) desta última em 44.25°. Na tabela 1 são apresentados os valores do espaçamento interplanar e do parâmetro de rede dessas amostras, calculadas a partir dos dados de XRD, usando-se as equações 3.1 e 3.2:

Tabela 1: Valores calculados, a partir dos dados de Difratomia de Raios X, para o espaçamento interplanar d e para o parâmetro de rede a .

Material	espaçamento interplanar d (Å)	parâmetro de rede a (Å)
Co	2.03	3.51
Cu	2.08	3.60
IrMn	2.19	3.79
Pt	2.27	3.93

3.3.2 Reflectometria de Raios X

A técnica de Reflectometria de Raios X (XRR) utiliza-se da reflexão interna total para obter informações sobre espessura, densidade e rugosidade de materiais, tanto cristalinos como amorfos. Inicialmente o feixe de raios X passa paralelo ao plano da amostra ($\theta_i = 0$). À medida que este ângulo aumenta, haverá um ângulo crítico para o qual a intensidade do feixe refletido diminui rapidamente. O ângulo a partir do qual os raios X começam a se propagar dentro da amostra é chamado de ângulo crítico (θ_c) e está diretamente relacionado com a densidade eletrônica do material^[80, 84]. Para ângulos cada vez maiores, teremos interferências entre os raios X espalhados pela superfície e por camadas mais internas do material, formando franjas de interferência que, dependendo das propriedades do material, podem ser observadas para ângulos $2\theta_i$ até 10° .

A distância entre as franjas de interferência fornece, em primeira aproximação, informação sobre a espessura do material estudado, enquanto a intensidade (número de contagens no detector de raios X) relativa entre as franjas fornece informação sobre a rugosidade^[80]. Uma outra característica da técnica é que ela não é sensível a estrutura cristalina, deslocamentos e defeitos, uma vez que o sinal depende apenas da densidade eletrônica do material estudado, o que torna a técnica aplicável desde monocristais até líquidos. Entretanto, o lado negativo da técnica é que não se pode distinguir entre rugosidade, interdifusão, implantação, intermistura^[85]. Essa técnica foi usada para calibrar a taxa de deposição dos materiais estudados.

Para se determinar a espessura de um filme de densidade uniforme, a partir dos dados de XRR, utiliza-se a lei de Bragg, na forma^[80]:

$$\sin^2 \theta = \left(\frac{\lambda}{2t}\right)^2 n^2 + 2m\left(\frac{\lambda}{2t}\right)^2 n + \left[m^2\left(\frac{\lambda}{2t}\right)^2 + 2\delta\right], \quad (3.5)$$

em que t é a espessura do filme, n é a ordem da reflexão, m é o erro associado a n , δ é a densidade eletrônica do material.

A espessura do filme é obtida ajustando o polinômio de segundo grau, o que nos fornece:

$$t = \frac{\lambda}{2\sqrt{a}}. \quad (3.6)$$

As taxas de calibração para a fabricação das amostras aqui estudadas foram obtidas por meio da análise dos dados de Reflectometria de Raios X. Como exemplo, mostramos, na figura 14, dados de Reflectometria de Raios X para platina depositada sobre Si(100). Utilizando-se da equação 3.6 para cinco picos obtidos experimentalmente, obtemos, para $\lambda = 1.54178 \text{ \AA}$, uma espessura de $t = 176.8 \text{ \AA}$.

Tabela 2: Valores usados para ajuste polinomial dos dados de Reflectometria de Raios X.

n	1	2	3	4	5
2θ	1.41	1.73	2.13	2.58	3.02

Na figura 14 mostramos um resultado experimental e o respectivo ajuste feito usando-se o programa *WinGixa*. O valor da espessura obtido foi de $t = 175.0 \text{ \AA}$, com rugosidade de 3.5 \AA .

Esse método é bastante usado para determinação da espessura e rugosidade de monocamadas, obtendo-se uma excelente concordância. Entretanto, em multicamadas, devido a efeitos de formação de ligas, intermistura, interdifusão etc, há uma certa dificuldade em se conseguir bons ajustes, principalmente se o número de repetições de multicamadas for muito grande^[86]. Para analisar a qualidade do ajuste, foi utilizado o método dos mínimos quadrados, usando-se a relação:

$$R(\%) = 100 \sqrt{\sum \left[\frac{\log(I_{cal}) - \log(I_{exp})}{\log(I_{exp})} \right]^2} \quad (3.7)$$

em que a soma é tomada em cada ponto do difratograma, e I_{cal} e I_{exp} representam, respectivamente, o valor da intensidade calculada e experimental.

Com relação ao ajuste feito para a amostra de platina, mostrado na figura 14, o erro é menor que 2%.

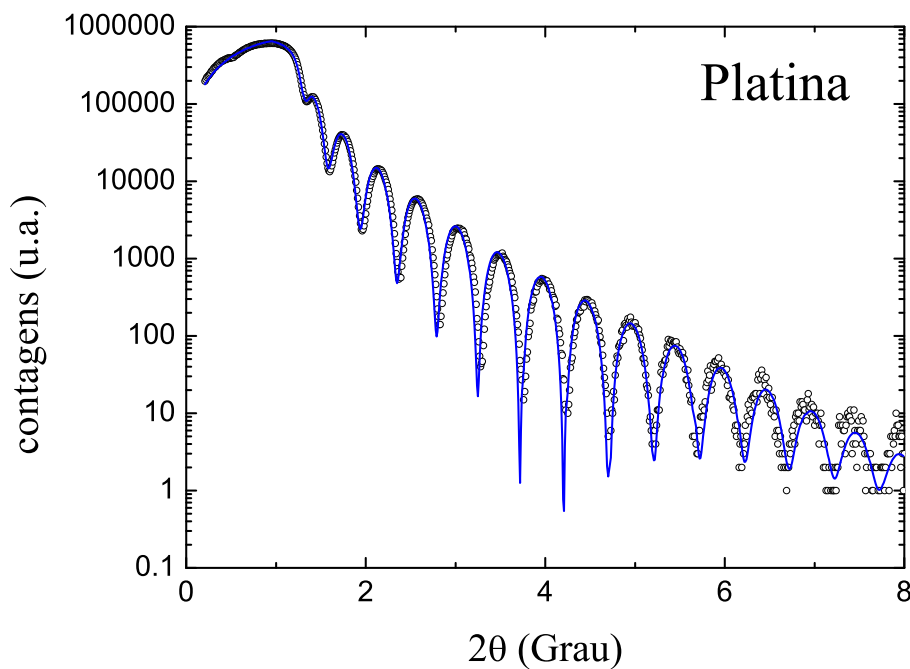


Figura 14: Reflectometria de Raios X para filme de platina depositada sobre Si(100)/SiO₂. Os símbolos representam os dados experimentais, enquanto a linha azul, a simulação usando-se o programa *WinGixa*.

3.4 Microscopia de Força Atômica

A técnica de Microscopia de Força Atômica é amplamente usada para estudar a morfologia e a microestrutura de superfícies, ao nível atômico^[87–89]. A técnica consiste em varrer a superfície da amostras usando uma sonda, composta de uma haste flexível, em cuja extremidade existe uma ponta com raio típico da ordem de 20 nm. As pontas mais finas atingem até 5 nm de raio.

Um desenho esquemático desse sistema é mostrado na figura 15. O posicionamento da amostra em relação à haste é feito utilizando-se de cerâmicas piezoeletrônicas, capazes de realizar posicionamento nas direções x , y e z com precisão de Angstroms. A interação entre a ponta e a amostra é sentida pela haste flexível, e este deslocamento é monitorado via fonte de luz (*laser*), que é projetada sobre um detector ótico, que, por sua vez, fornece informação sobre a posição para o sistema de realimentação e controle (controlador).

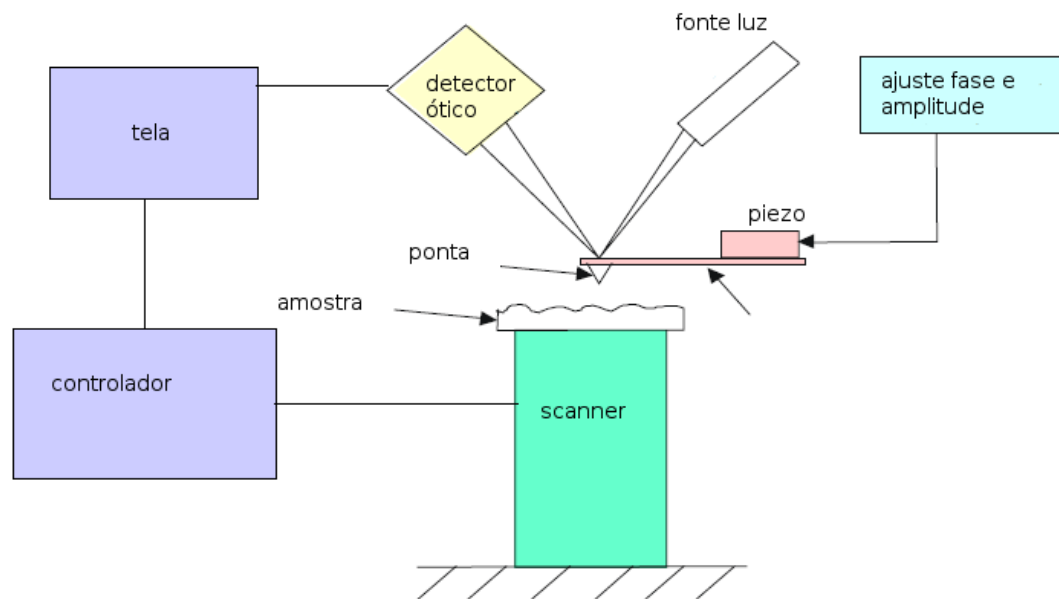


Figura 15: Diagrama esquemático de um equipamento de Microscopia de Força Atômica.

3.5 Magnetometria por Gradiente de Força Alternada

Nesta seção, faremos uma breve descrição da técnica de Magnetometria por Gradiente de Força Alternada, AGFM^[90, 91].

Na figura 16, apresentamos um diagrama simplificado do sistema que utilizamos, que foi construído baseado naquele descrito por Flanders^[91].

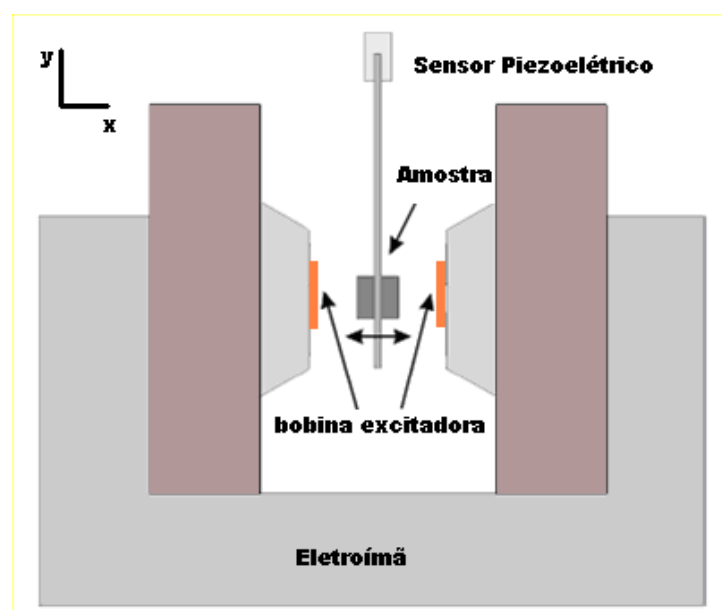


Figura 16: Diagrama esquemático do Magnetometômetro por Gradiente de Força Alternada utilizado.

A força experimentada pela amostra presa à haste será dada por^[91]:

$$F_i = m_x \frac{d}{di} H_x, \quad (3.8)$$

em que $i = x, y$.

Todas as medidas foram feitas à temperatura ambiente. O campo máximo alcançado por esse equipamento é de 4.0 kOe. As bobinas excitadoras são alimentadas por um gerador senoidal e geram um campo magnético alternado \vec{H}_{AC} na região em que está a amostra. O sistema opera numa frequência em torno de 20 Hz. A amostra é fixada na extremidade inferior de uma haste de vidro, que está sujeita ao gradiente de campo magnético gerado pelas bobinas excitadoras. A parte superior da haste está presa a um sensor piezoelétrico, que gera um sinal elétrico AC, que será detectado pelo amplificador. A diferença de potencial medida por meio de um amplificador sintonizado em frequência e sensível à diferença de fases entre um sinal de referência e o sinal advindo da amostra *lock-in amplifier* é proporcional à magnetização da amostra, o que nos permite obter curvas de histerese magnética, variando-se o campo magnético externo DC gerado pelo eletroímã. O sistema tem sensibilidade máxima de 10^{-8} emu. Todo o sistema foi automatizado utilizando-se o programa *HPVee*.

3.6 Magnetorresistência

As medidas de magnetorresistência foram obtidas pela técnica de 4 pontas, que consiste basicamente em fazer passar uma corrente elétrica no plano da amostra, e medir a diferença de potencial entre dois terminais. Foi desenvolvido um sistema capaz de medir, concomitantemente, a diferença de potencial paralela e perpendicular à corrente. Na figura 17, é mostrada uma imagem da ponteira utilizada. Os contatos foram estabelecidos por pressão, com ponteiras de ouro. A distância nominal entre as ponteiras que medem a voltagem em linha ($d_{a-b} = d_{b-c} = d_{c-d}$) é de 1.20 mm, e a distância entre as ponteiras que medem a voltagem Hall (d_{e-f}), de 4.60 mm. As ponteiras foram cuidadosamente feitas usando-se um *plot xy* e um comparador com precisão de centésimo de milímetro. Entretanto, o processo de montagem e colagem das ponteiras, bem como a folga na própria ponteira, provocam erros, tanto no alinhamento como nas distâncias entre as ponteiras. Para se estimar o erro relativo à linearidade entre as ponteiras em linha, foi utilizado o

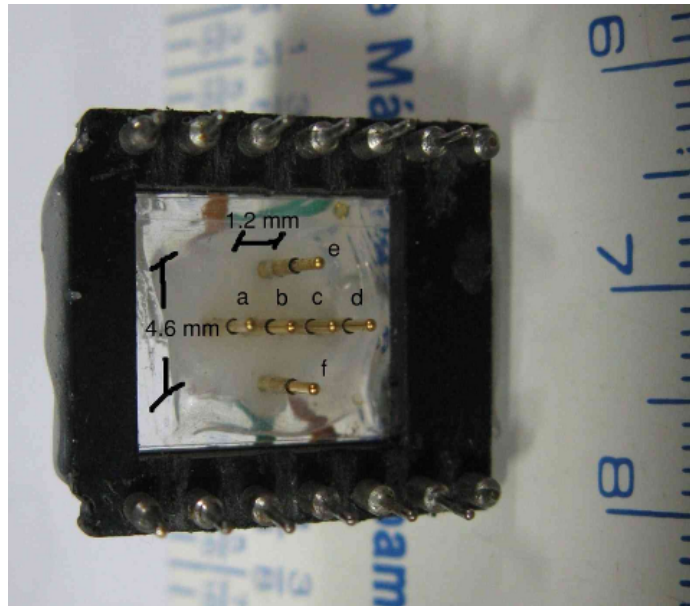


Figura 17: Fotografia da ponteira utilizada nas medidas de magnetorresistência.

programa *GIMP* (*GNU Image Manipulation Program*), um editor de imagens gratuito e de código aberto. A análise das fotografias tiradas da ponteira mostraram que a variação na distância das ponteiras em linha foi de, no máximo 5%, enquanto o desalinhamento máximo é de 2.5° .

Uma vez realizados esses controles, mede-se a diferença de potencial entre os terminais $b - c$ e $e - f$. Nestes casos, a diferença de potencial V_{b-c} é proporcional à componente planar da magnetização. Para materiais ferromagnéticos, V_{e-f} é proporcional à componente da magnetização perpendicular ao plano do [54, 59, 60]filme. Assim, para filmes finos ferromagnéticos com magnetização normal ao plano do filme, essa técnica pode ser usada para se obterem curvas de histerese [92]magnética. A corrente aplicada na amostra foi de 1.00 mA, e foi monitorada, medindo-se, via amplificador diferencial, a diferença de potencial sobre um resistor de referência. Durante as medidas, a variação máxima observada na corrente foi de 0.05 mA. A medida da diferença de potencial foi feita com multímetros HP, com precisão de 10^{-6} V. O sistema opera a temperatura ambiente, com campo magnético máximo de 4.0 kOe.

Também foi desenvolvido no laboratório, um sistema que permite girar a amostra em relação ao campo magnético externo. A um motor com passo com 1.8° de passo foi presa uma haste, em cuja extremidade foi colocada a amostra. Dessa forma, pode-se medir, para um dado campo externo aplicado, a magnetorresistência em relação ao ângulo entre o campo magnético \vec{H} e a densidade de corrente \vec{j} .

O controle do motor de passo foi feito por meio da saída analógica de um *lock-in*, controlado via programa *HPVee*.

3.7 Amostras

As amostras estudadas neste trabalho foram fabricadas no Laboratório de Filmes Finos (LFF) do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), em uma câmara na qual os alvos são posicionados paralelamente ao porta amostra. Nesse sistema, a pressão de base na câmara foi de 5.0×10^{-8} Torr e, durante a deposição, 2.0 mTorr.

Um substrato de Si(100), com camada de óxido crescido termicamente de aproximadamente 3000 Å, foi utilizado. Os substratos foram previamente limpos, seguindo o procedimento:

- limpeza em água deionizada com cerca de 10 % de Extran, por 15 min no ultrassom;
- limpeza em água corrente deionizada, por 3 min;
- limpeza com acetona, por 15 min, no ultrassom;
- 3 repetições de limpeza com álcool, por 15 min, no ultrassom;
- secagem com jato de nitrogênio.

A seguir, os substratos foram levados à câmara de pré-vácuo e finalmente à câmara de deposição. Os alvos utilizados para fabricação das amostras tinham acima de 99.95% de pureza. A distância do alvo ao substrato foi mantida em 10,3 cm. A taxa de deposição para os materiais, determinadas *ex situ*, pela técnica de reflectometria de raios X, bem como a potência utilizada são dadas na tabela 3 abaixo:

Tabela 3: Taxa de deposição e potência usada na deposição dos materiais utilizados na fabricação das amostras.

material	Pt	Co	Cu	IrMn	Ta
taxa deposição (Å/s)	1.19	1.19	1.13	1.97	0.48
potência (W)	22	36	19	34	14

A estrutura básica das amostras fabricadas foi uma bicamada de Pt(20)/Co(4.5), repetida três vezes, formando uma multicamada [Pt(20)/Co(4.5)]₃, doravante descrita como [Pt/Co]₃. Inicialmente se depositou essa multicamada sobre o Si e, posteriormente, foram depositadas sobre Si/Pt(20)/IrMn(60)/NM(t), em que t = 0, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10 Å. Neste caso, pretendeu-se estudar a influência do espaçador não magnético (NM) nas propriedades magnéticas dessas amostras. Por fim, foram fabricadas válvulas de spin com o intuito de se avaliar a potencialidade de sua utilização em aplicações técnicas. Em todas as amostras, a última camada depositada foi de platina, com 20 Å de espessura, para evitar oxidação.

Na tabela 4, é apresentado um resumo das amostras fabricadas. Em parênteses, aparecem as espessuras nominais, em Angstrom.

3.8 Tratamento Térmico

Após a fabricação das amostras, em alguns casos foi necessário fazer um tratamento térmico. Especificamente, no caso de sistemas de acoplamento AF/FM, o tratamento térmico foi feito numa temperatura abaixo da temperatura de Curie, porém acima ou da ordem da temperatura de Néel, na presença de um campo magnético, para favorecer o acoplamento entre as camadas. O objetivo do tratamento térmico é tentar aumentar a interação na interface AF/FM. Como será mostrado nos próximos capítulos, como a deposição foi feita sem a aplicação de um campo magnético externo, a princípio não há uma direção preferencial de acoplamento entre a camada superficial do FM e do AF.

O forno usado para o tratamento térmico das amostras opera a uma pressão de 8.0×10^{-6} Torr, e a temperatura pode atingir 350 °C. A leitura da temperatura é feita por um sensor tipo PT100, e o controle de temperatura por um controlador Novus N1100. A fonte de corrente que alimenta o eletroímã bem como a fonte de corrente para o aquecedor, foram desenvolvidas no setor de eletrônica do Instituto de Física.

Todas as amostras fabricadas foram submetidas a tratamento térmico com temperatura de 200 °C, a uma pressão de 8.0×10^{-6} Torr, por 15 min, com campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do filme de 3.0 kOe.

Tabela 4: Descrição das amostras fabricadas que serão objeto de estudo neste trabalho.

Semente	Amostra (Å)	Proteção (Å)	onde
^a	[Pt/Co] ₃	Pt(20)	
Pt(20)	IrMn(60)/Cu(t)/[Co/Pt] ₃	^b	t = 0, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10 Å
Pt(20)	IrMn(60)/Pt(t)/[Co/Pt] ₃	^b	t = 0, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10 Å
Pt(60)	[Co/Pt] ₃ /Co(4.5)/Cu(t)/Co(4.5)/ [Pt/Co] ₃ /IrMn(60)	Pt(20)	t = 20, 24, 28, 32 Å
Ta(60)	[Co/Pt] ₃ /Co(4.5)/Cu(t)/Co(4.5)/ [Pt/Co] ₃ /IrMn(60)	Pt(20)	t = 20, 24, 28, 32 Å

^a a camada semente é a primeira camada de platina depositada da sequência [Pt/Co]₃; ^b a camada protetora é a última camada de platina depositada da sequência [Co/Pt]₃.

4 *Multicamada com Anisotropia Magnética Perpendicular*

Neste capítulo, serão estudadas as propriedades estruturais, magnéticas e magnetorresistivas de uma multicamada, depositada sobre Si(100) com camada de óxido crescido termicamente, cuja composição nominal é [Pt (20 Å)/Co (4.5 Å)]₃, com uma camada protetora de 20 Å de platina, Si/[Pt (20 Å)/Co (4.5 Å)]₃/Pt(20 Å), daqui por diante denominada de amostra [Pt/Co]. A caracterização estrutural das amostras foi feita através de Raios X na geometria $\theta - 2\theta$ e a análise da superfície através de Microscopia de Força Atômica (AFM). Para a determinação da textura, foi usada a Difratomia de raios X (XRD) para alto ângulos ($10 < 2\theta \leq 150^\circ$), enquanto que, para a determinação da espessura e da rugosidade, utilizou-se a configuração de baixo ângulo ($0 \leq 2\theta \leq 10^\circ$), denominada Reflectometria de Raios X (XRR).

As medidas da magnetização foram feitas usando-se Magnetometria por Gradiente de Força Alternada (AGFM). Neste equipamento, a incerteza na determinação do campo magnético, por meio de uma sonda Hall calibrada por um gaussímetro, é de ± 1 Oe. Como é conhecido, o AGFM não fornece valores quantitativos da magnetização, sendo porém capaz de fornecer valores relativos com enorme precisão, atingindo 10^{-8} emu.

A determinação da constante de anisotropia magnética efetiva dos filmes foi feita a partir dos dados de AGFM, usando-se o método das áreas ^[4, 18]. Neste método de determinação da anisotropia magnética efetiva, é tomada uma média das curvas de magnetização em duas direções perpendiculares entre si. No presente trabalho, essas direções são aquelas perpendicular ao plano do filme e no plano deste. A anisotropia magnética efetiva é dada pela área entre essas duas curvas. Para as amostras que apresentam *exchange bias*, é necessário um cuidado especial em deslocar o eixo M, de forma que o "zero" da curva esteja em $H = H_{EB}$. Um valor

positivo para K_{eff} indica anisotropia magnética perpendicular (PMA). O valor da magnetização de saturação do cobalto usado neste trabalho foi de 1400 emu/cm^3 .

Os dados de magnetorresistência foram obtidos pela técnica de quatro pontas, utilizando contato por pressão, conforme descrito na seção 3.5. Ao fazer passar uma corrente entre os terminais a e d , a tensão Hall (medida entre os terminais e e f) é proporcional à componente da magnetização perpendicular ao plano do filme. Foi utilizado um modelo de rotação coerente, descrito no capítulo 2, para ajustar as curvas de magnetização para campo magnético aplicado no plano do filme, que é um plano de difícil magnetização. Nesta configuração a dinâmica de reversão da magnetização acontece aproximadamente por rotação coerente.

4.1 Caracterização Estrutural

Os resultados obtidos por Difratomia de Raios X (XRD) da amostra [Pt/Co] mostram uma predominância da textura (111) da platina no interior da multicamada, com um pico bem definido em 39.80° , conforme mostrado na figura 18. O cobalto provavelmente cresce epitaxialmente seguindo a textura da platina^[93, 94].

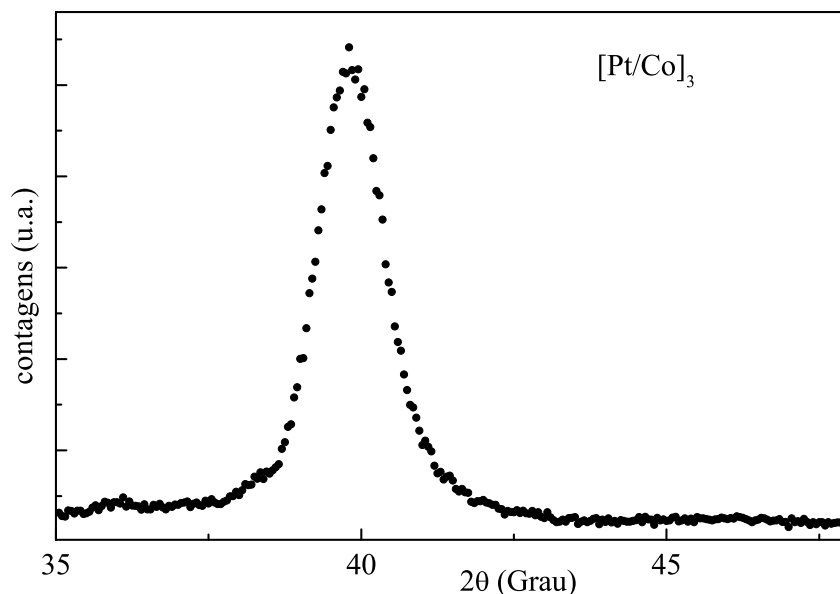


Figura 18: Difratomia de Raios X para a amostra $\text{Si}/[\text{Pt}(20)/\text{Co}(4.5)]_3/\text{Pt}(20)$. O pico centrado em 39.80° é devido a textura (111) da platina.

Na figura 19, são apresentados os resultados obtidos por Reflectometria de Raios X (XRR), referentes à amostra [Pt/Co], bem como a simulação feita por meio do programa *WinGixa*. Como pode ser observado, há uma excelente concordância

entre a simulação e os dados experimentais, com um erro, calculado pela equação 3.7, menor que 2%.

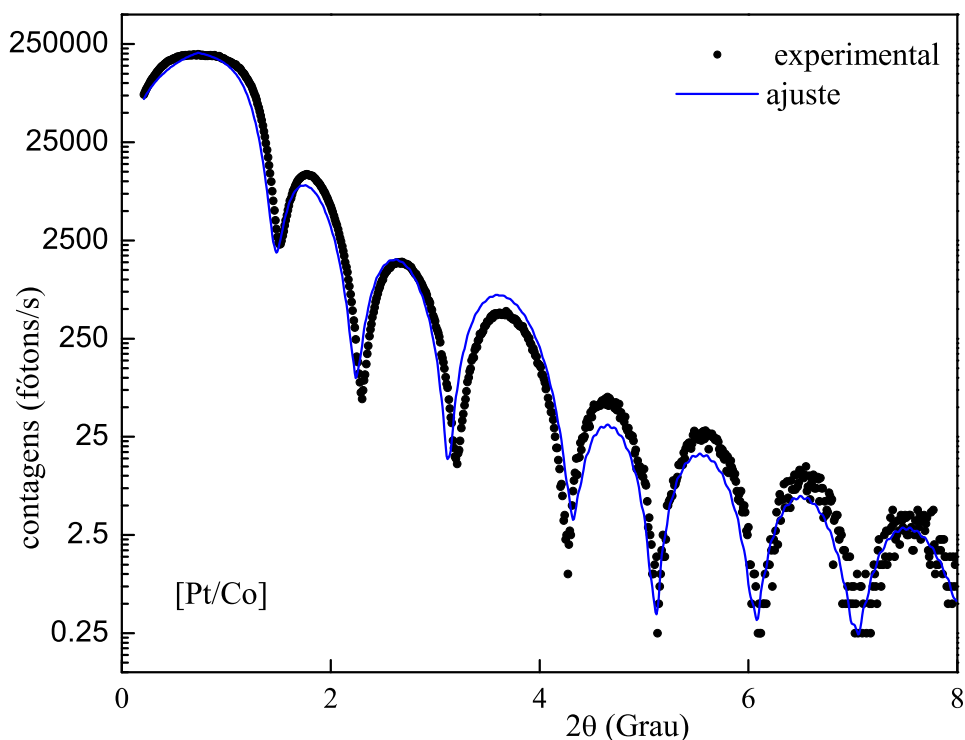


Figura 19: Reflectometria de Raios X da amostra [Pt/Co]. Os símbolos cheios representam os dados experimentais, enquanto a linha contínua, a simulação feita usando-se o programa *WinGixa*.

Na figura 20 é apresentada uma imagem da superfície da amostra [Pt/Co], obtida por Microscopia de Força Atômica (AFM). O aparelho usado foi um *MultiMode SPM NanoScope* da *Digital Instruments*, operando no modo *AFM contact*.

A determinação da espessura e da rugosidade de cada camada depositada foi feita por meio da simulação das curvas de XRR, utilizando-se do programa *WinGixa*. Os valores da rugosidade média quadrática (σ_{exp}) do substrato de silício (2.5 Å) e da camada protetora de platina (3.6 Å) foram determinados a partir dos dados de Microscopia de Força Atômica (AFM), com o auxílio do programa *WSxM*, enquanto os demais valores da rugosidade (σ_{calc}) são obtidos por meio da simulação. Os resultados estão apresentados na tabela 5 e não diferem muito dos encontrados na literatura^[95]. A técnica de Reflectometria de Raios X tem o inconveniente de não fazer distinção entre interdifusão e rugosidade nas interfaces^[84, 96]. Por conta disso, os valores obtidos para a rugosidade são superestimados.

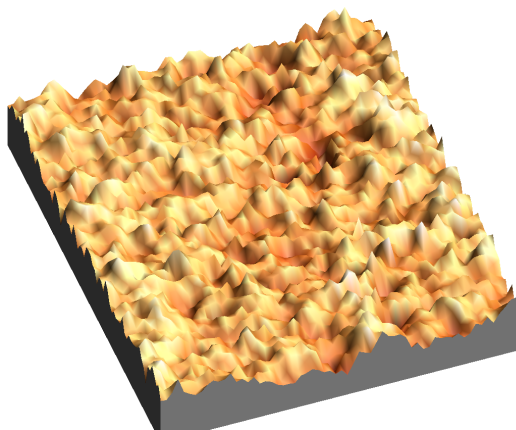


Figura 20: Imagem da superfície da amostra [Pt/Co], obtida por Microscopia de Força Atômica. A rugosidade média quadrática, calculada usando-se o programa *WSxM*, é de 3.6 Å. Os eixos X e Y estão na escala de 1.0 μm , enquanto em Z , a escala é de 1.0 nm.

Tabela 5: Tabela com os valores das espessuras e rugosidades da amostra com composição nominal Si/[Pt(20)/Co(4.5)]₃/Pt(20), calculadas com a ajuda do programa *WinGixa*.

	Substrato	Amostra	Cap Layer
Descrição	Si	[Pt/Co] ₃	Pt(20)
t_{nom} (Å)	(3000)	[(20)/(4.5)] ₃	(20)
t_{calc} (Å)	-	[(18.6)/(4.5)] ₃	(18.8)
σ_{calc} <Å>	-	[<5.5>/<4.5>] ₃	-
σ_{exp} <Å>	<2.5>	-	<3.6>

4.2 Caracterização Magnética

Na figura 21 são apresentados os dados de magnetização obtidos por Magnetometria por Gradiente de Força Alternada (AGFM) para a amostra [Pt/Co], com campo aplicado perpendicular ao plano do filme (H_{\perp}) e no plano do filme (H_{\parallel}). Os resultados foram normalizados em relação ao sinal obtido para campo magnético externo máximo (4.0 kOe), após a subtração das contribuições diamagnéticas.

A constante de anisotropia efetiva, calculada pelo método das áreas^[4, 18], foi de $550 \times M_S \text{ erg/cm}^3$. Usando-se 1400 emu/cm^3 como o valor para a magnetização de saturação M_S do cobalto^[82], obtém-se $K_{eff} = 7.7 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$. Vale ressaltar que, em multicamadas, o valor da magnetização de saturação do cobalto depende tanto da sua espessura como do material a ele acoplado^[97-99]. Honda e colaboradores^[100], estudando multicamadas de [Co(t)/Pt(11)] _{n} , nas quais t varia de 2.5 a 20 Å, depositadas sobre vidro, por desbaste iônico, encontraram uma variação no valor da

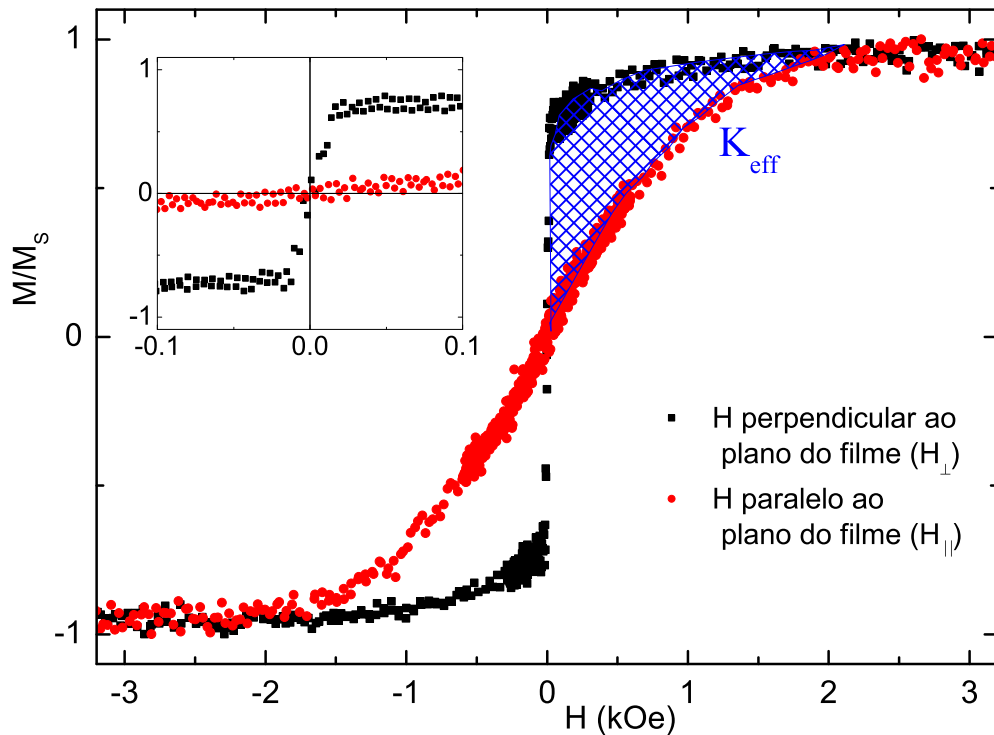


Figura 21: Curvas de magnetização $M \times H$, obtidas por AGFM, para campo magnético externo H aplicado perpendicular ao plano do filme (símbolos em preto) e no plano do filme (símbolos em vermelho) referentes à amostra $\text{Si}/[\text{Pt}(20)/\text{Co}(4.5)]_3/\text{Pt}(20)$. A área marcada em azul representa a constante de anisotropia efetiva K_{eff} . No interior da figura, é mostrada em detalhe a região para $-100 < H < 100$ Oe.

magnetização de saturação, M_S , de 960 a 1440 emu/cm³, dependendo das condições de deposição e da espessura do cobalto. No presente trabalho, como as condições de deposição e a espessura do cobalto foram mantidas constantes, não é esperada nenhuma variação significativa do valor da magnetização de saturação.

Analisando os dados de magnetização, mostrados na figura 21, observa-se que a reversão desta, para campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do filme H_{\perp} , acontece seguindo dois regimes distintos:

1. Partindo do estado saturado até poucas dezenas de Oe, o valor da magnetização decresce suave e gradativamente;
2. Para campos próximos a zero, mostrado na inserção da figura 21, acontece uma reversão abrupta da magnetização.

A reversão abrupta da magnetização é atribuída à dinâmica do sistema, que acontece por nucleação e deslocamento de parede de domínios^[101, 102], e não por rotação coerente.

Uma forma de avaliar a dinâmica da reversão da magnetização de um sistema é analisar o valor da magnetização remanente após saturação com campo magnético na direção do eixo fácil e do eixo difícil. Definindo-se $M_{R\perp}$ como a magnetização remanente após saturação com campo magnético aplicado perpendicular ao plano do filme e $M_{R\parallel}$ a magnetização remanente após saturação com campo magnético aplicado no plano do filme, temos que, se $M_{R\perp}^2 + M_{R\parallel}^2 = 1$, então a reversão da magnetização acontece por rotação coerente, caso contrário, $M_{R\perp}^2 + M_{R\parallel}^2 \neq 1$, a reversão da magnetização acontece por nucleação e deslocamento de paredes de domínios^[36, 103]. Olhando-se para os resultados mostrados na inserção da figura 21, é fácil perceber que $M_{R\perp}^2 + M_{R\parallel}^2 \neq 1$.

Na figura 22, é apresentada uma ilustração em que se pode perceber, intuitivamente, a diferença entre o processo de reversão da magnetização por rotação coerente e por nucleação e propagação da parede(s) de domínio(s). Enquanto que,

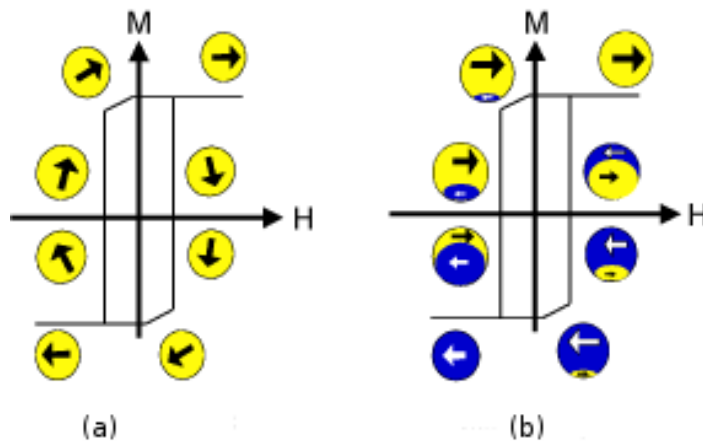


Figura 22: Figura ilustrativa representando os mecanismos de dinâmica da reversão da magnetização por rotação coerente (a) e por nucleação e deslocamento de paredes de domínios (b).

na rotação coerente, todos os momentos magnéticos revertem, mantendo-se paralelos uns aos outros; no outro processo, há um ou vários eventos de nucleação, a partir dos quais há o deslocamento da(s) parede(s) de domínio(s).

Um mecanismo, que pode explicar os dois regimes distintos nos laços de histerese, é aquele proposto por Rusponi e colaboradores^[104], que estudaram o comportamento de ilhas de cobalto depositadas por evaporação sobre Pt(111). No processo de deposição do cobalto sobre a platina, os átomos de cobalto que chegam à superfície preferem se acomodar próximos uns dos outros, devido à imiscibilidade entre o cobalto e a platina. Dessa forma, há o favorecimento de acomodação de átomos

de cobalto lado a lado^[104]. Eles mostraram que os átomos da borda de uma ilha magnética de cobalto contribuem, de maneira mais efetiva, para a magnetização. Assim, ilhas maiores são mais facilmente reorientadas pela ação de um agente externo do que ilhas menores. O tamanho desses aglomerados de átomos de cobalto sobre platina deve ser variável, fazendo com que haja uma distribuição de campos de anisotropia. A energia associada a essas variações de campos de anisotropia é bastante pequena, de forma que, na maioria dos sistemas estudados, em que um determinado termo de anisotropia é muito forte, ela entra apenas como um pequeno termo perturbativo, geralmente não detectado. Entretanto, numa situação em que os termos da anisotropia são da mesma ordem, essa contribuição acaba tendo um papel importante para a anisotropia efetiva do sistema.

Uma forma bem didática de se mostrar isso foi apresentada por Kuch^[105], e é mostrada na figura 23. Nas ilhas menores de cobalto (em que a razão entre

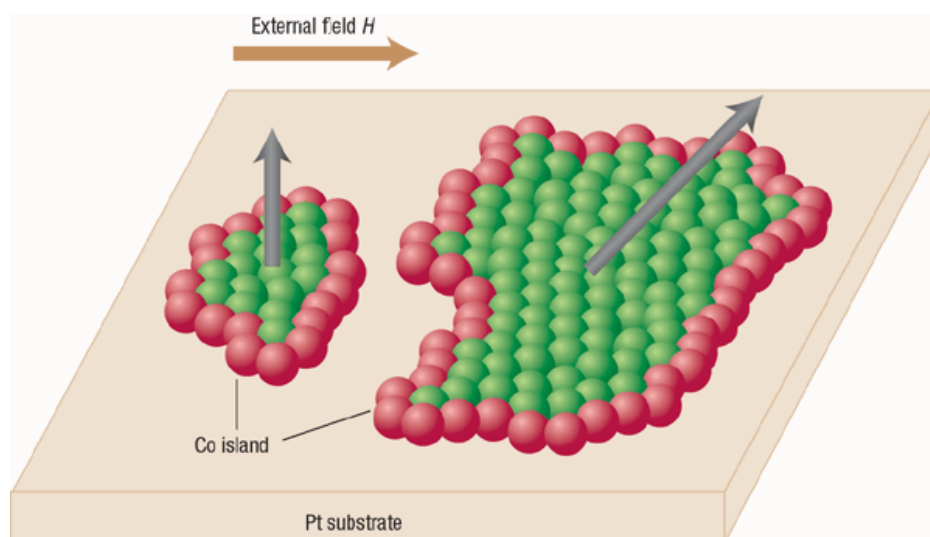


Figura 23: Figura representando o efeito do campo magnético externo sobre a magnetização (representada pela seta em tom cinza) de ilhas de cobalto com anisotropia magnética perpendicular (PMA) depositadas sobre platina. Os símbolos vermelhos representam os átomos do perímetro, enquanto os verdes, os átomos do interior de cada ilha de cobalto. Se os átomos do perímetro contribuem de maneira mais efetiva para a PMA, então a magnetização de ilhas maiores é mais facilmente reorientada pelo campo externo H ^[105].

o número de átomos no perímetro e no interior é maior), os átomos localizados no perímetro contribuem, de maneira mais efetiva, para a anisotropia resultante, fazendo com que a anisotropia perpendicular seja maior. Isso torna a ilha menos suscetível à ação de um campo magnético.

Mukherjee e Berger^[106] propuseram que a energia associada à parede de domínio, quando duas regiões de um material magnético de constantes de anisotropia

uniaxial K_{U_1} e K_{U_2} , com $K_{U_1} < K_{U_2}$, estão lado a lado, é expressa por:

$$E_{DW} = \frac{2(K_{U_2} - K_{U_1})}{c\pi(m_1 + m_2)}. \quad (4.1)$$

em que c é uma constante e m_1 e m_2 são as magnetizações das regiões 1 e 2, respectivamente. Assim, a forma da curva de histerese, para um sistema com distribuição de anisotropias magnéticas, poderá ser bastante complexa.

A análise dos resultados de magnetização, obtidas com campo magnético externo aplicado perpendicular ao plano do filme e no plano do filme, mostraram que a amostra Si/[Pt(20)/Co(4.5)]₃/Pt(20) apresenta anisotropia magnética perpendicular. O eixo de fácil magnetização é aquele perpendicular ao plano do filme. O plano da amostra é um plano de difícil magnetização, uma vez que as curvas de magnetização são as mesmas, não importando a direção de aplicação do campo magnético externo H no plano do filme.

O modelo teórico que será usado nessa tese é o de rotação coerente, descrito no Capítulo 2. Entretanto, a reversão da magnetização, quando o campo magnético externo H é aplicado na direção perpendicular ao plano do filme, acontece por nucleação e deslocamento de paredes de domínios. Acontece que, para campo magnético H aplicado no plano do filme, o comportamento da magnetização do filme ao longo de um ciclo de histerese deve ser muito próximo do de um sistema de rotação coerente. Imagina-se que, como a magnetização da amostra a campo magnético externo nulo está na direção normal ao plano do filme, quando um campo H é aplicado na direção do plano do filme, a magnetização tenderá, por interação Zeeman, a se alinhar com ele. Se o campo H for suficientemente intenso, a magnetização da amostra ficará no plano do filme, no sentido do campo H . À medida que a intensidade do campo H diminui, a magnetização tende a retornar à posição normal ao plano do filme. Com a reversão do campo H , a magnetização tenderá ao plano do filme, com o mesmo sentido de H .

O campo de saturação (H_{\parallel}^S) é de aproximadamente 2300 Oe. Na figura 24, são apresentados os dados experimentais, bem como a simulação obtida usando-se o modelo descrito no capítulo 2. Para a aplicação do modelo, considera-se que os valores dos campos de anisotropia da parede de domínio do AF, de *exchange bias* e de *exchange*, são nulos, ou seja, $H_W = H_E = H_{Ex} = 0$, já que não há a presença do AF e a multicamada é considerada como um mondomínio magnético. O valor da constante de anisotropia de superfície, K_S , foi escolhido de forma a ter o valor

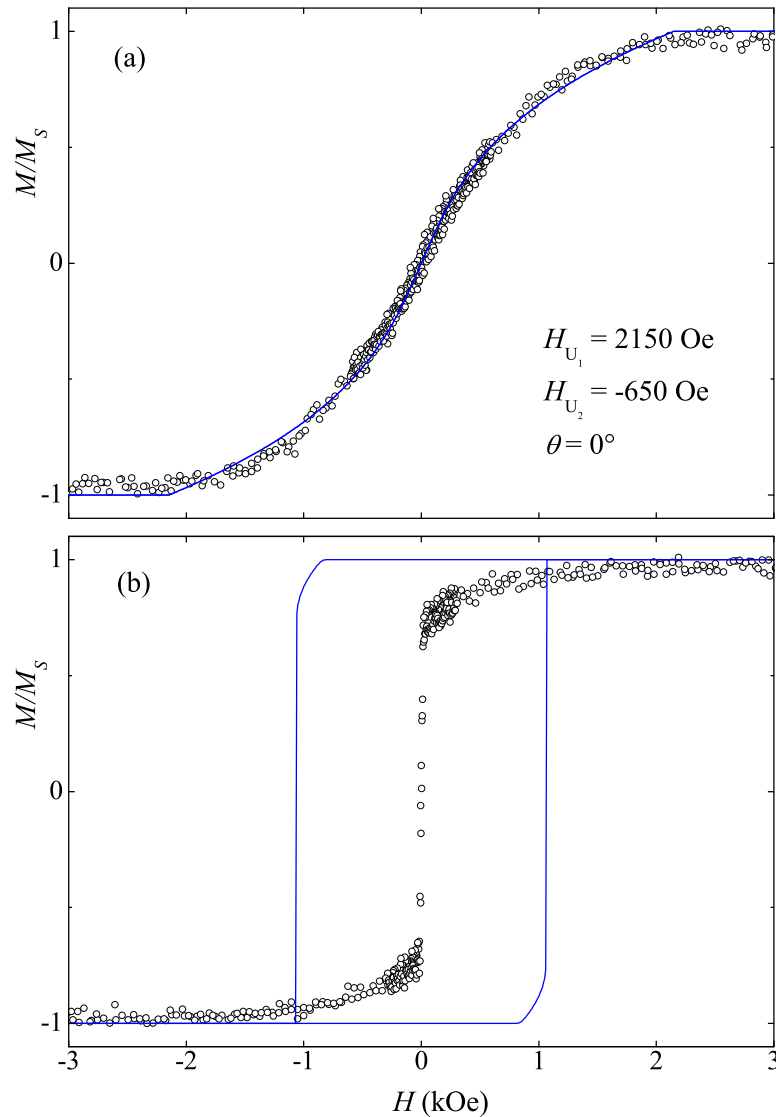


Figura 24: Curvas de $M \times H$, obtidos por AGFM. Em (a) o campo magnético externo é aplicado no plano do filme, enquanto que em (b), perpendicular ao plano do filme. Os símbolos representam os dados experimentais, enquanto as linhas cheias, o resultado da simulação usando o modelo descrito pela equação 4.2. Os valores usados na simulação estão mostrados na figura.

negativo do termo desmagnetizante ($2\pi M_S^2$). Assim, o primeiro termo da equação 2.1 é nulo e pode-se reescrevê-la sob a forma:

$$E = t \left[-\vec{H} \cdot \vec{M} - K_1 \frac{(\vec{M} \cdot \hat{u})^2}{M^2} - K_2 \frac{(\vec{M} \cdot \hat{u})^4}{M^4} \right]. \quad (4.2)$$

Os valores para os campos de anisotropia uniaxial de primeira e segunda ordem, que melhor simulam o comportamento da curva de histerese obtida com campo magnético aplicado no plano do filme, são, respectivamente, $H_{U_1} = 2150$ e $H_{U_2} = -650$ Oe. Minimizando-se a equação 4.2, obtém-se, para a constante de aniso-

tropia magnética ($K = 0.5M_S(H_{U_1} + 2H_{U_2})$), o valor de $6.0 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$, comparável ao valor obtido experimentalmente pelo método das áreas, $K_{eff} = 7.7 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$. Como pode ser notado na parte inferior da figura 24, a contribuição da energia associada à dinâmica da parede de domínio, não contemplada pelo modelo, faz com que haja uma significativa diferença entre os valores experimentais e a simulação, para campo aplicado perpendicular ao plano do filme H_{\perp} . O campo coercivo medido experimentalmente é bem menor que o valor previsto pelo modelo.

Na figura 25, são apresentados os dados da voltagem Hall, medida para um campo magnético externo aplicado de 4.0 kOe. Na figura 25 (a), a amostra foi

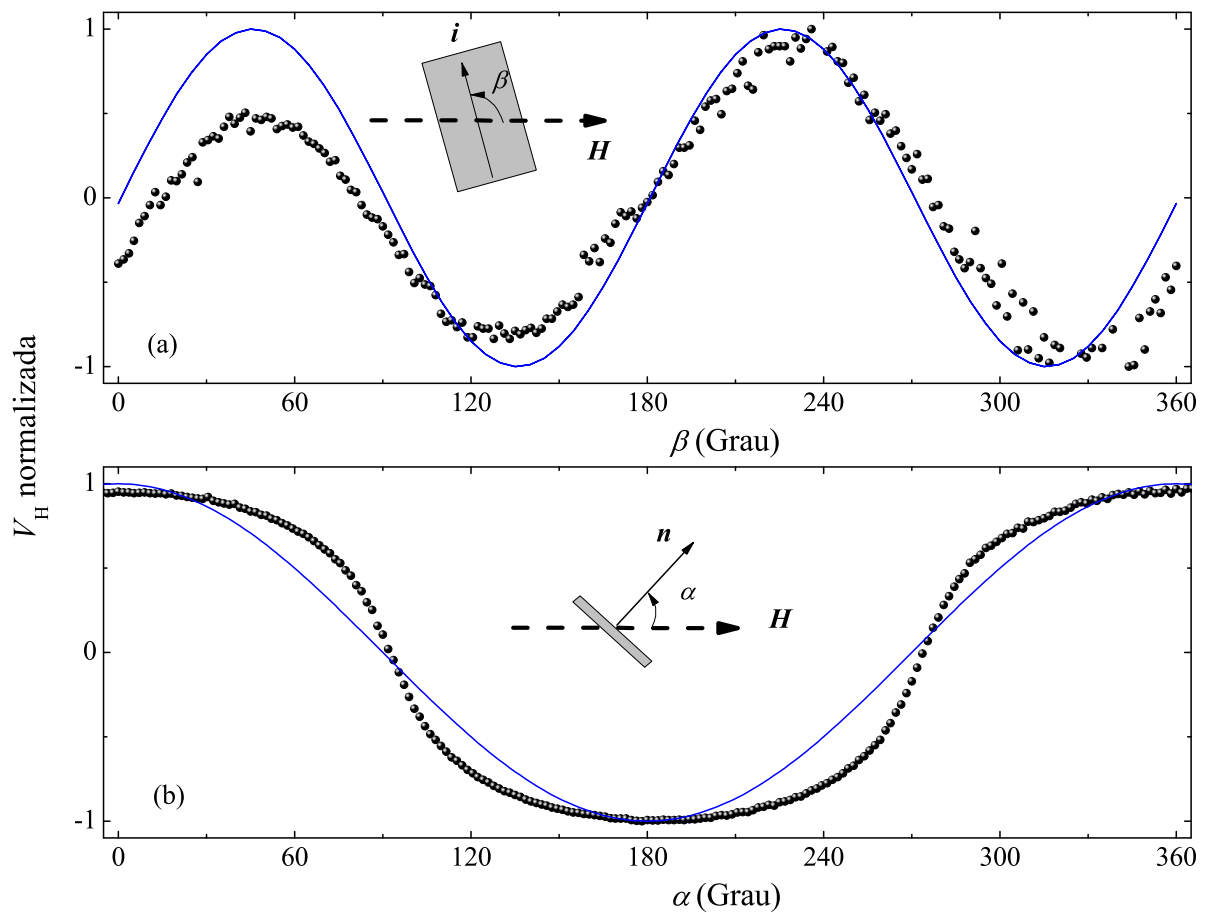


Figura 25: (a) Curvas de $V_H \times \beta$, nas quais as linhas do campo magnético externo, de 4.0 kOe, são paralelas ao plano do filme, sendo β o ângulo entre as linhas de campo e a densidade de corrente; (b) Curvas de $V_H \times \alpha$, em que α é definido como o ângulo entre as linhas de campo e a normal ao plano do filme. Os símbolos representam os dados experimentais. Em (a), a linha contínua representa o resultado obtido da simulação, que fornece o valor para a magnetorresistência anisotrópica. Em (b), a linha contínua representa a função cosseno.

posicionada de tal forma que o ângulo entre \vec{H} e \hat{n} , $\alpha = 90^\circ \pm 3^\circ$ (definição do ângulo mostrada na figura 8). Como o campo magnético externo é suficiente para praticamente saturar a amostra, $\alpha = \theta$, ou seja, a magnetização \vec{M} é praticamente

paralela ao campo externo \vec{H} . Nesta configuração, a contribuição devido ao termo Hall ordinário é desprezível, já que ela depende do $\cos \alpha \approx 0$. Abaixo apresentamos novamente a equação 1.30, para facilitar a explicação que se segue:

$$V_H = \frac{i}{t} (R_0 H \cos \alpha + \mu_0 R_1 M \cos \theta + \kappa M^2 \sin^2 \theta \sin 2\phi). \quad (4.3)$$

A contribuição devido ao termo Hall extraordinário também é desprezível, já que a magnetização aponta na direção de H , e $\cos \theta \approx 0$. Resta então o termo devido a magnetorresistência anisotrópica, que depende do ângulo entre a magnetização e a densidade de corrente. Esse termo varia com o $\sin 2\phi$, representado na figura 25 (a) pela linha contínua.

Na figura 25 (b), o ângulo entre a projeção de \vec{H} no plano do filme e a densidade de corrente \vec{j} é dado por $\beta = 90^\circ \pm 3^\circ$. Neste caso, o termo, devido à magnetorresistência anisotrópica, é desprezível, uma vez que $\sin 2\beta \approx \sin 2\phi \approx 0$. Como o material tem magnetização não nula, o termo, devido ao efeito Hall extraordinário, predomina sobre o termo Hall ordinário. A linha contínua dessa figura representa a função $\cos \theta$. Observa-se que os valores experimentais da voltagem não concordam plenamente com a previsão teórica da equação 4.3, possivelmente por haver mecanismos que não são contemplados pela descrição do modelo, que considera um monodomínio magnético sujeito a um campo magnético externo \vec{H} .

A amostra estudada neste capítulo apresentou textura (111) e as interfaces Co/Pt são bem definidas. A anisotropia magnética é perpendicular ao plano, com um valor para a constante de anisotropia efetiva, calculada pelo método das áreas, de $K_{eff} = 7.7 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$. Foi mostrado que o modelo de rotação coerente pode ser usado para simular o comportamento magnético da amostra, para o caso em que o campo magnético externo é aplicado na direção de difícil magnetização. O valor da anisotropia magnética obtida a partir do modelo, $6.0 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$, é da mesma ordem de grandeza do valor calculado a partir dos dados experimentais. Esse tipo de amostra foi usada como a estrutura básica para outras duas séries de amostras, uma no qual a multicamada é depositada sobre um antiferromagnético (capítulo 5) e outra em que a multicamada é usada como base para uma válvula de spin (capítulo 6).

5 *Exchange Bias Perpendicular*

Neste capítulo, serão apresentados os estudos realizados sobre as propriedades estruturais e magnéticas das amostras descritas na tabela 6. O substrato usado foi de Si(100) com uma camada de óxido termicamente crescido de 3000 Å. A última camada de platina depositada serve como camada protetora.

Tabela 6: Descrição das amostras estudadas neste capítulo.

Semente (Å)	Amostra (Å)	onde
Pt(20)	IrMn(60)/Pt(t)/[Co(4.5)/Pt(20)] ₃	t = 0, 2, 3, 4, 5, 6, 8 e 10 Å
Pt(20)	IrMn(60)/Cu(t)/[Co(4.5)/Pt(20)] ₃	t = 0, 2, 3, 4, 5, 6, 8 e 10 Å

O objetivo principal foi estudar a influência do espaçador não magnético (NM), colocado entre o IrMn e a multicamada [Co(4.5)/Pt(20)]₃, nas propriedades magnéticas das amostras. Uma vez que a amostra Si/[Pt(20)/Co(4.5)]₃/Pt(20), estudada no capítulo anterior, apresenta anisotropia magnética perpendicular, espera-se que, as amostras estudadas neste capítulo apresentem *exchange bias* perpendicular (PEB). Os valores da magnetização, obtida tanto por AGFM quanto por EHE, foram normalizados pelo valor obtido em H = 4.0 kOe, que é o campo magnético máximo alcançado pelo equipamento utilizado. Dos resultados da magnetização, obtidos por AGFM, foi subtraída a contribuição diamagnética oriunda do porta amostra.

Como será mostrado, as propriedades magnéticas dessas amostras são fortemente afetadas pela presença do espaçador não magnético, que, a princípio, deveria apenas diminuir a intensidade do acoplamento FM/AF^[107]. Entretanto, o comportamento do campo de *exchange bias*, em função da espessura do NM, apresenta um máximo. O modelo descrito no capítulo 2 será utilizado para simular as curvas de magnetização com campo aplicado no plano do filme, permitindo uma análise do comportamento da anisotropia efetiva em função do espaçador não magnético.

5.1 Caracterização Estrutural

A caracterização estrutural foi feita a partir dos dados obtidos por meio de Raios X na configuração de altos e baixos ângulos. As simulações teóricas dos dados obtidos por Reflectometria de Raios (XRR) foram feitas usando-se o programa *WinGixa*. A análise da rugosidade da superfície dos filmes foi feita usando o programa *WSxM*, com base nos dados obtidos por meio de Microscopia de Força Atômica (AFM).

Na figura 26 são mostrados difratogramas de algumas multicamadas selecionadas. Observa-se que para toda a série de amostras com espaçadores de cobre e platina, tem-se um pico centrado em torno de $40.00 \pm 0.05^\circ$, e uma largura à meia altura ($\Delta\theta_i$) de $1.20 \pm 0.10^\circ$. Vale a pena lembrar que o valor da largura à meia altura, para a amostra [Pt/Co], é de 0.80° , enquanto que o pico no difratograma se dava em 39.80° (ver Capítulo 4). Esse alargamento em $\Delta\theta_i$ pode estar associado tanto a um aumento no tamanho médio dos grãos como a uma convolução nos picos da platina (39.65°) e do IrMn (41.30°), ver figura 13, sendo a última hipótese a mais provável. Diferentemente de sistemas similares, em que os picos relativos à platina e ao IrMn estão bem separados um do outro^[16], essas amostras apresentam um pico bem definido, para toda a série, tanto com espaçador de cobre como de platina. Isso indica que tanto o IrMn quanto a multicamada de [Co/Pt]₃ sofreram tensões mecânicas de tal forma a se acomodar a um parâmetro de rede conveniente.

Na figura 27, são apresentados os resultados experimentais de Reflectometria de Raios X (XRR) e a simulação, usando-se o programa *WinGixa* para a amostra de IrMn/[Co/Pt]₃. Os valores obtidos para as espessuras das camadas, bem como da rugosidade de cada camada, são mostrados na tabela 7.

Uma vez que o valor da rugosidade da camada protetora foi determinada por Microscopia de Força Atômica (AFM), o seguinte procedimento foi feito na hora de fazer a simulação usando o programa *WinGixa*:

- O valor da espessura do SiO₂ foi colocado em 3000 Å (valor fornecido pelo fabricante) enquanto que o valor da rugosidade foi de 2.5 Å, determinado por AFM.
- Para a camada semente, os valores da espessura e da rugosidade foram determinados pelo programa.
- Quanto às três repetições da bicamada [Co/Pt]₃, foi feito o seguinte: para

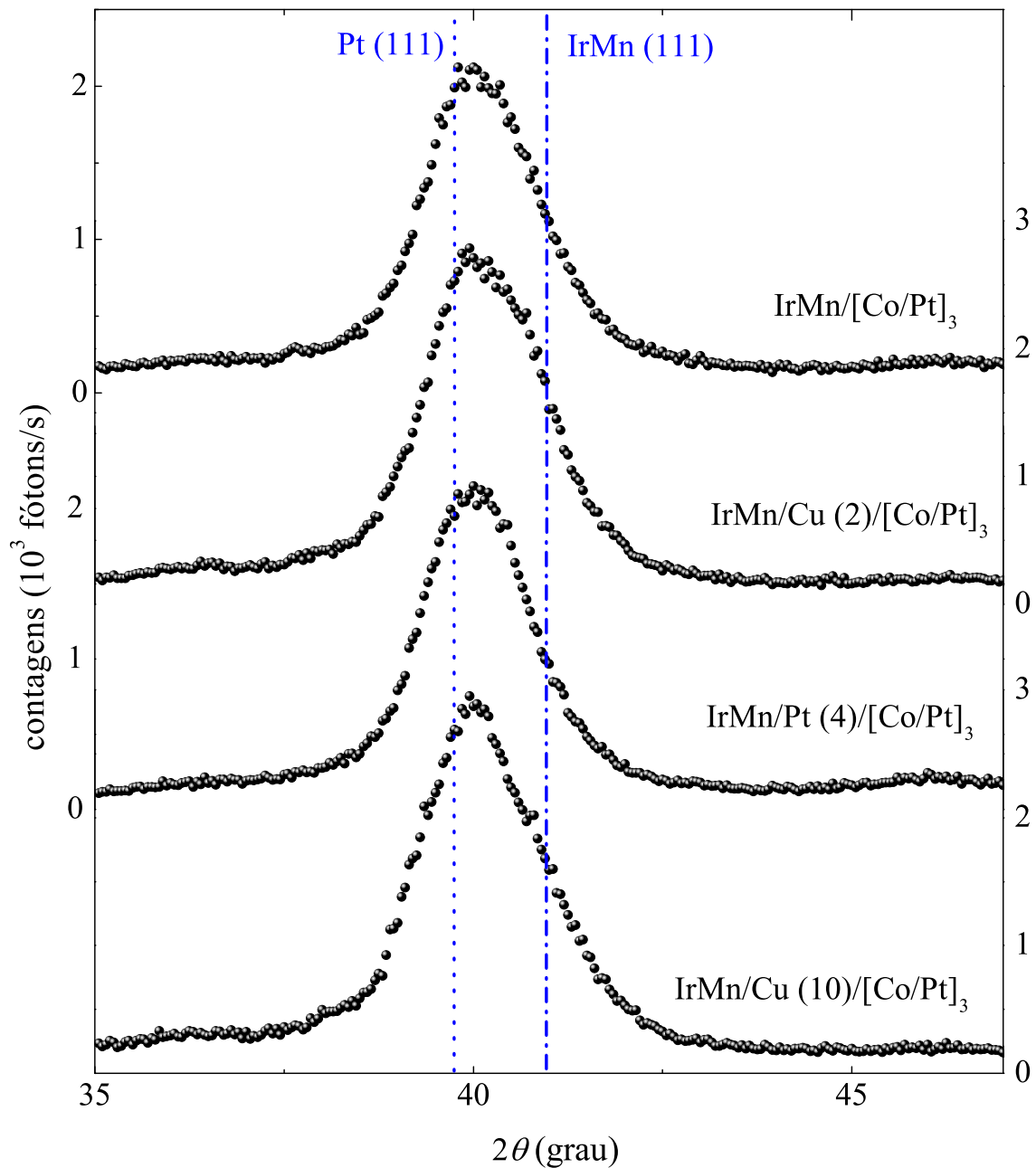


Figura 26: Dados obtidos por XRD referentes a quatro amostras representativas. Os picos relativos à Pt(111) (esperado em 39.65° , marcado pelas linhas pontilhadas azuis) e ao IrMn(111) (esperado em 41.30° , marcado pelas linhas descontinuas azuis), por serem muito próximos, estão convoluídos, não sendo possível distingui-los. Em parêntesis a espessura nominal do espaçador, em Angstrom.

as duas primeiras repetições, $[\text{Co/Pt}]_2$, o programa determinou os valores de espessura e rugosidade enquanto que, para a última repetição, $[\text{Co/Pt}]$ os valores da espessura e rugosidade do cobalto e o valor da espessura da platina foram determinados pelo programa, enquanto que o valor da rugosidade da platina foi o medido por AFM.

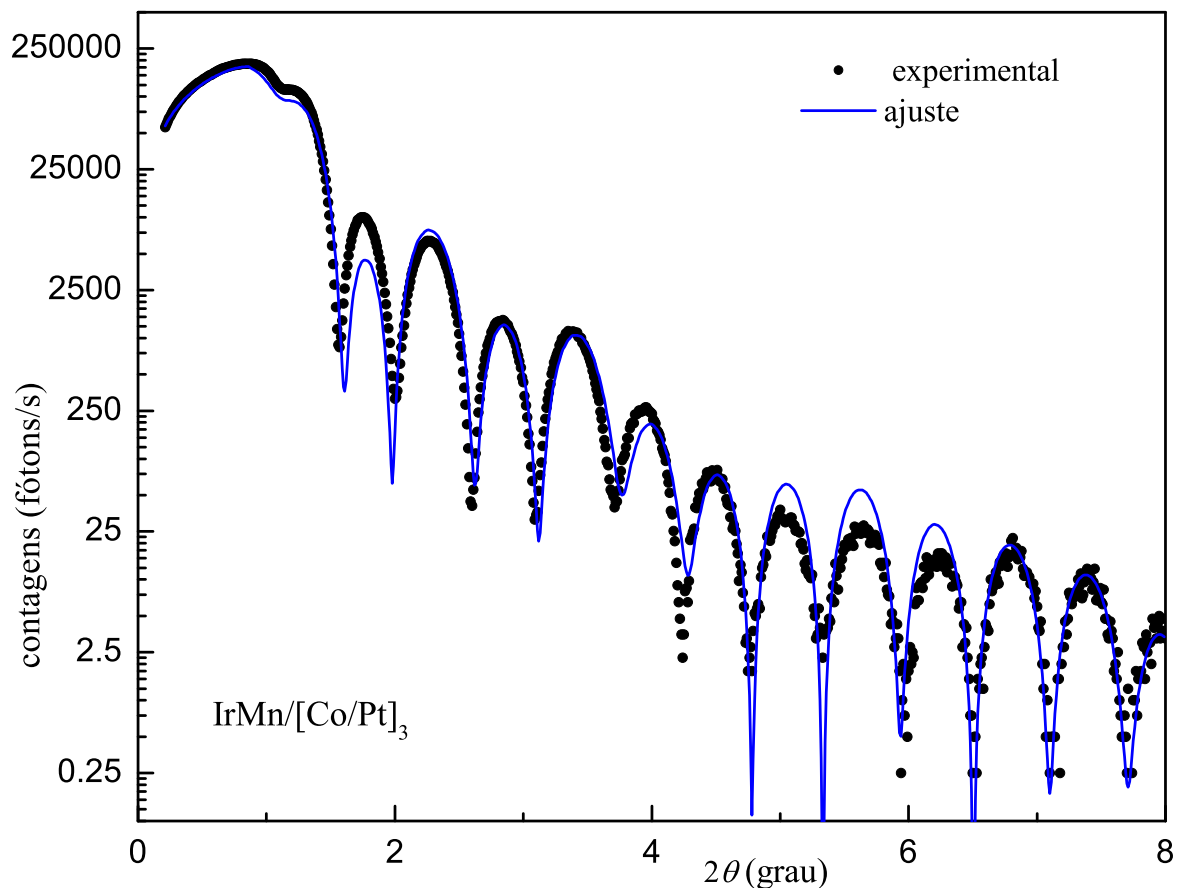


Figura 27: Reflectometria de Raios X referente à amostra IrMn/[Co/Pt]₃. Os símbolos cheios representam os dados experimentais, enquanto a linha contínua, o resultado da simulação.

Observa-se uma excelente concordância entre os valores das espessuras nominais e os obtidos pela simulação.

Tabela 7: Valores experimentais e simulações usando-se o programa *WinGixa*, para a amostra Pt/IrMn/[Co/Pt]₃;^b O valor da rugosidade para a camada protetora foi determinado por Microscopia de Força Atômica (AFM).

	Pt	IrMn	[Co/Pt] ₂	Co	Pt
Espessura nominal (Å)	20	60	4.5/20	4.5	20
Espessura calculada (Å)	19.0	61.0	4.5/19.5	4.5	19.8
Rugosidade calculada (Å)	4.0	5.0	4.5/5.5	4.5	3.7 ^b

Não foi observada nenhuma variação significativa nos dados de XRR para todas as amostras estudadas em função do espaçador não magnético. Na figura 28, são apresentados os resultados de XRR para três amostras representativas. Como pode ser notado, não só o número de contagens de fótons decai à mesma taxa, para todas

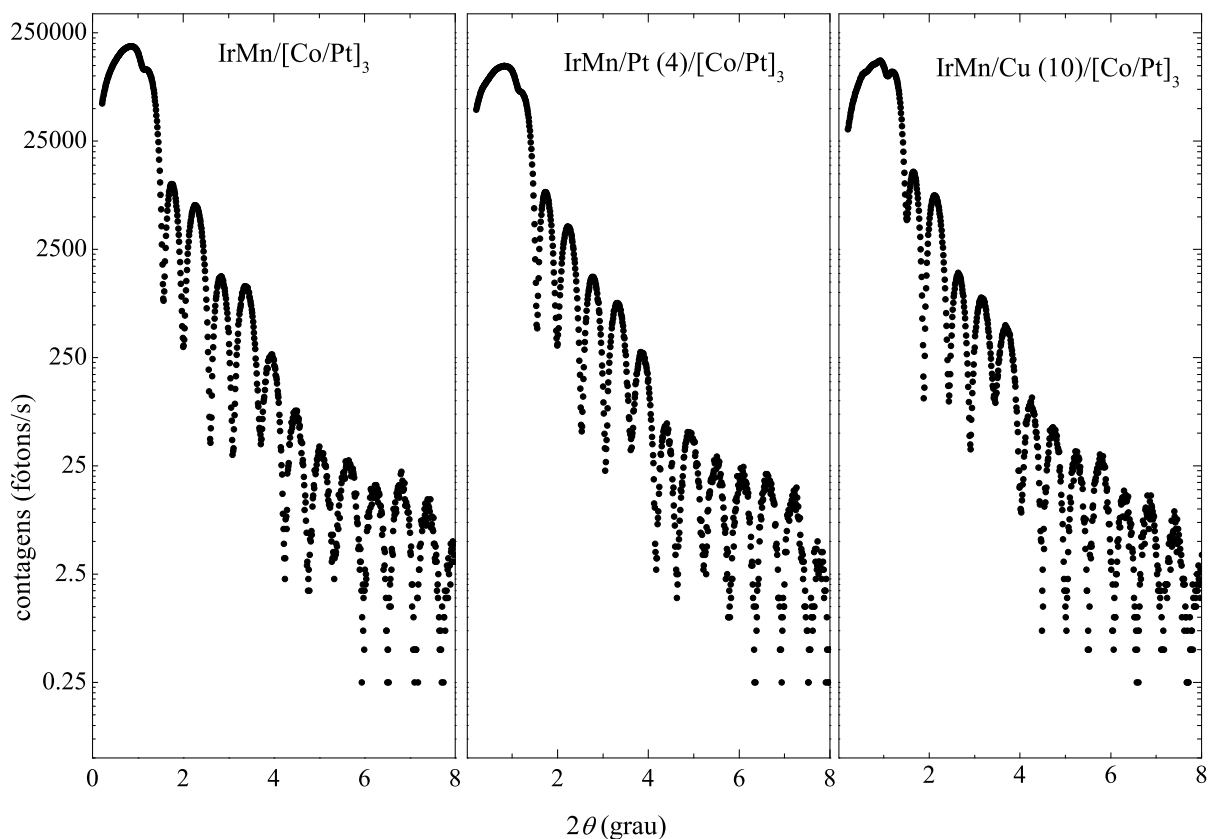


Figura 28: Dados experimentais de Reflectometria de Raios X para várias amostras. Como pode ser notado em todas as amostras, o decrescimento dos picos segue a mesma curva, indicando que a rugosidade efetiva média das amostras não é influenciada pelo espaçador não magnético.

as amostras, como também o número de picos é o mesmo. Uma vez que a espessura do material não magnético, colocado entre o cobalto e o IrMn é de, no máximo, 10 \AA , enquanto que a espessura nominal total da amostras varia de 153.5 \AA a 163.5 \AA , não é de se esperar que seja possível detectar mudanças significativas na rugosidade dessas amostras por meio desta técnica. Entretanto, como as interfaces estão mudando, variações significativas podem ocorrer na anisotropia dos filmes.

A temperatura de Néel (T_N) do IrMn pode variar bastante, dependendo da espessura do material depositado, t_{IrMn} , bem como da concentração de Ir, Ir_xMn_{1-x} . Os valores usuais são de $300 \text{ }^\circ\text{C}$, com variação de $\pm 100 \text{ }^\circ\text{C}$ ^[108, 109]. Entretanto, em sistemas com *exchange bias*, o parâmetro mais importante é a temperatura de bloqueio T_B , definida como a temperatura a partir do qual não há mais acoplamento entre o AF e o FM. Dependendo das condições de deposição e do material FM, a temperatura de bloqueio do IrMn pode variar bastante, por exemplo, de 130 até $250 \text{ }^\circ\text{C}$ para IrMn/CoFe^[110]. Na maioria dos casos $T_B \leq T_N$.

Na figura 29, são mostradas três configurações da superfície de um antiferromagneto. A primeira, na parte superior, é a de uma superfície plana, na qual todos

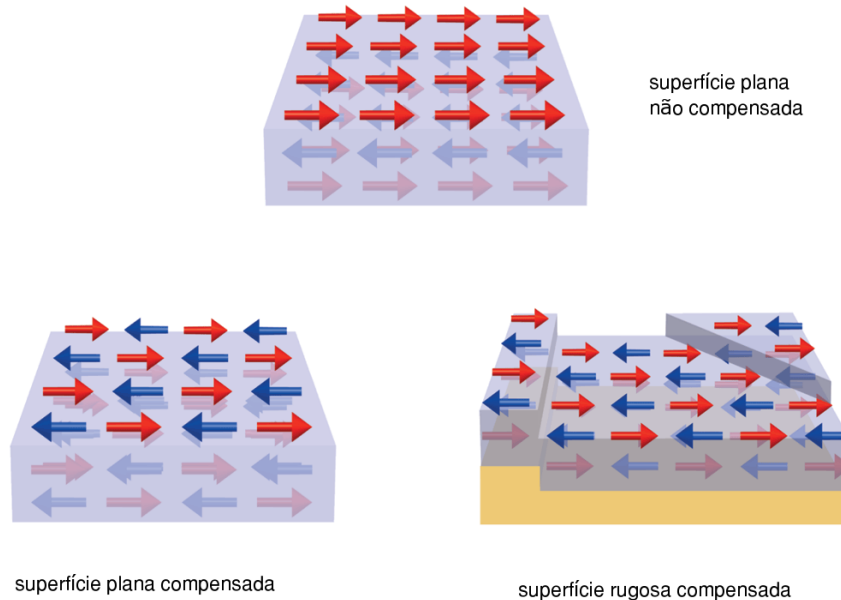


Figura 29: Figuras ilustrativas de interfaces compensadas e não compensadas de um anti-ferromagneto, extraídas do trabalho de Blamire^[111].

os momentos magnéticos apontam numa mesma direção. Esse tipo de superfície, bem como a superfície plana em que os momentos magnéticos apontam em direções opostas, mostrado na parte inferior esquerda, são idealizações teóricas. Do ponto de vista experimental, sempre haverá uma rugosidade associada. Pode-se fazer uma idealização um pouco mais próxima da realidade, propondo uma superfície com certa rugosidade, caracterizada por terraços com degraus quadrados e com os momentos magnéticos da superfície compensados. Em sistemas reais, nos quais o material antiferromagnético é depositado na ausência de campo magnético externo e antes do material ferromagnético, a superfície mais provável é a que apresenta rugosidade e é parcialmente compensada^[12, 112].

5.2 Caracterização Magnética, Magnetorresistiva e Simulações

Na figura 30 são apresentadas curvas de magnetização, com campo magnético aplicado perpendicular ao plano do filme, para a amostra IrMn/Cu(5)/[Co/Pt]₃ tratada a diferentes temperaturas.

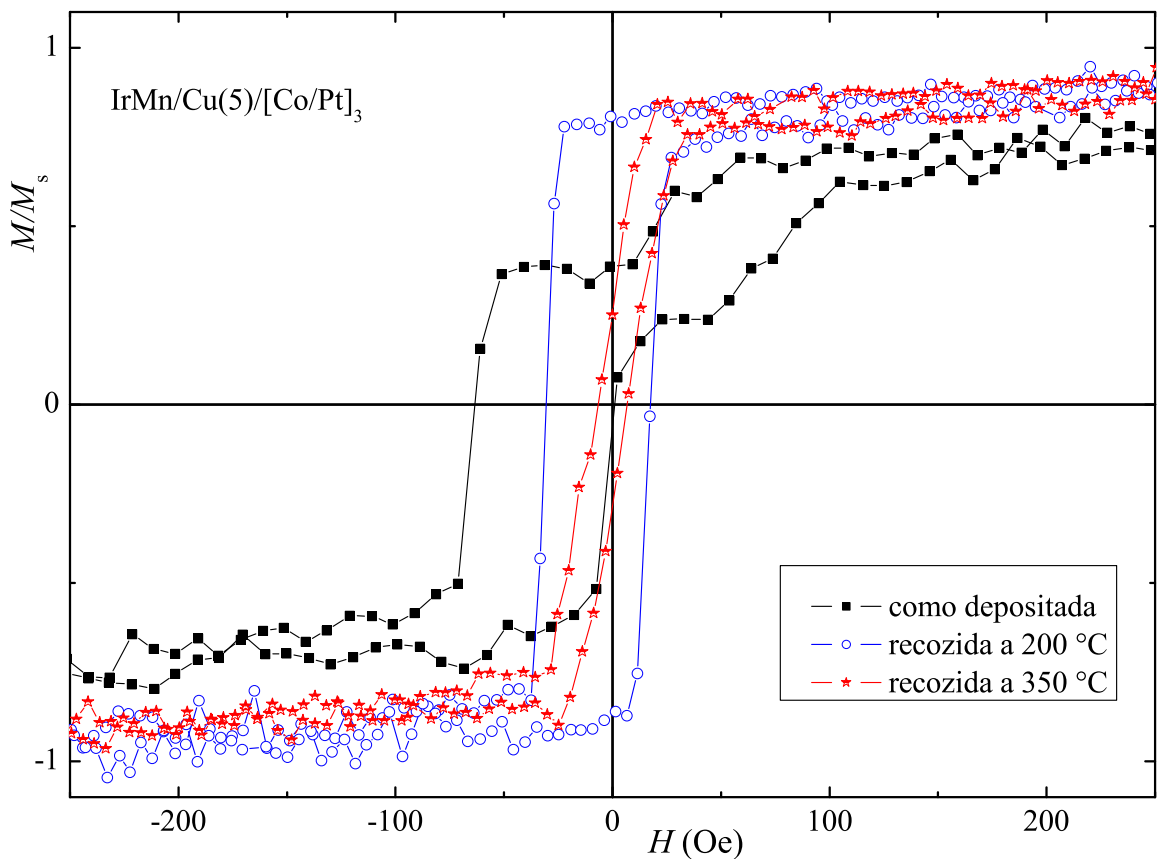


Figura 30: Curvas normalizadas de $M \times H$, da amostra IrMn/Cu(5)/[Co/Pt]₃, como depositada e após recozimento a 200 e 350 °C, obtidas por AGFM, com campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do filme (H_{\perp}). As linhas são apenas guia para os olhos.

Inicialmente, foram realizadas medidas de AGFM em vários pedaços dessa amostra, para certificar que todos apresentavam o mesmo comportamento magnético. Isto feito, cada pedaço foi tratado a uma dada temperatura, mantendo-se constantes o tempo de tratamento térmico (15 min), o campo magnético externo aplicado (4.0 kOe, perpendicular ao plano do filme) e a pressão (8.0×10^{-6} Torr). Para a amostra como depositada, observa-se que existem duas contribuições para a magnetização, com deslocamentos positivos e negativos das curvas de histerese em relação ao eixo $x = 0$. Para amostras tratadas a 200 e 350 °C, uma das fases prevalece e o sistema passa a apresentar um aumento nos campos de *exchange bias* (H_{EB}) e coercivo (H_C). Entretanto, para tratamento térmico acima de 200 °C, ocorre uma diminuição de H_{EB} e de H_C , devido à degradação das amostras por intermistura na interface Co/IrMn.

Nas seções seguintes, os resultados de magnetização apresentados serão relativos às amostras que foram submetidas a um tratamento térmico a 200 °C, por

15 min, na presença de um campo magnético de 4.0 kOe perpendicular ao plano da amostra, a uma pressão de 8.0×10^{-6} Torr. Tanto as medidas de magnetização quanto de transporte eletrônico foram feitas à temperatura ambiente.

Na ausência de campo magnético, a tendência é que a contribuição dessas fases sejam iguais e o sistema não apresente *exchange bias*, uma vez que a interface é compensada. Entretanto, a presença do campo magnético do *magnetron*, durante a deposição, pode privilegiar uma das fases e o sistema ser parcialmente compensado, como é o caso da predominância da fase com deslocamento negativo, mostrado na Fig. 30. Resultados de magnetização de amostras similares, apresentando interfaces parcialmente compensadas podem ser encontrados na literatura^[12, 113–115].

5.2.1 IrMn/Pt/[Co/Pt]₃

As curvas de histerese magnética obtidas por AGFM, com campo magnético aplicado perpendicular ao plano do filme (H_{\perp}), são apresentadas na figura 31. Como pode ser notado, as propriedades magnéticas são fortemente afetadas pelo espaçador não magnético, havendo uma evidente variação nos campos de *exchange bias* e coercivo, em função da espessura da platina.

Na parte superior da figura 32, é mostrado o comportamento do campo de *exchange bias* H_{EB} em função de t_{Pt} e, na parte inferior, o comportamento do campo coercivo H_C , calculados a partir das medidas de AGFM mostradas na figura 31. Para a amostra com $t_{Pt} = 3$ Å, observa-se um máximo em H_{EB} e H_C .

Em sistemas com anisotropia magnética no plano, a presença de um elemento não magnético entre o FM e o AF provoca uma diminuição exponencial de H_{EB} , em função da espessura do espaçador não magnético, devido à diminuição da interação entre estas camadas FM e AF^[107, 116]. Em sistemas com anisotropia magnética perpendicular ao plano do filme, a presença do máximo de H_{EB} , em função de t_{Pt} , já foi reportado por Garcia e colaboradores^[15] em [Pt (20 Å)/Co (4 Å)]_n/Pt (t)/FeMn (130 Å)/Pt (20 Å) e por Dijken e colaboradores^[16] em [Pt (20 Å)/Co (4 Å)]₃/Pt (t)/IrMn (100 Å)/Pt (20 Å). A explicação proposta por eles, para esse comportamento anômalo, está associada ao fato de o espaçador de platina favorecer o alinhamento dos momentos magnéticos do cobalto na direção perpendicular ao plano do filme, o que implica um aumento na interação de *exchange bias* na direção perpendicular. Entretanto, à medida que a espessura da platina aumenta, o acoplamento entre as

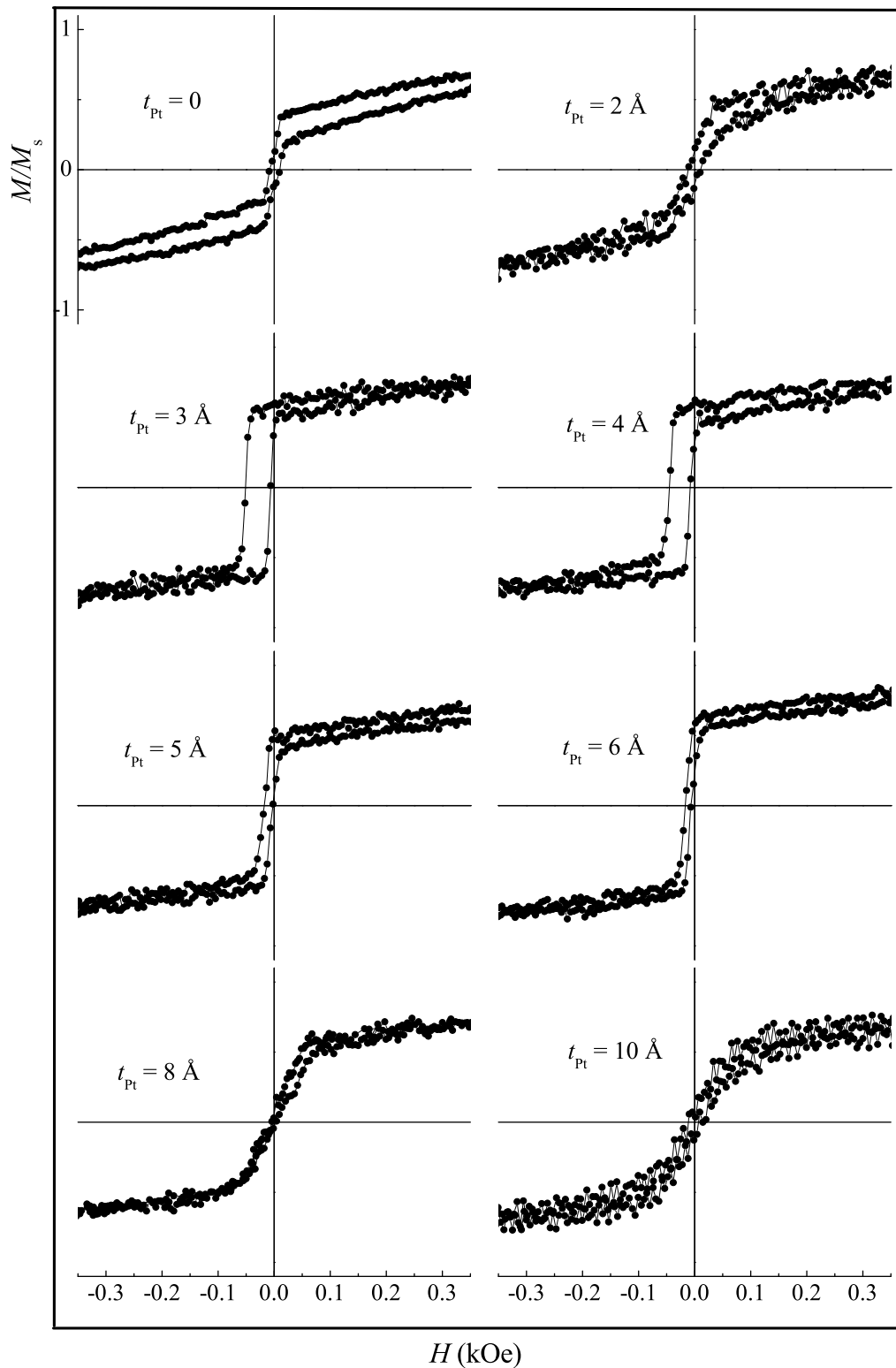


Figura 31: Curvas de magnetização normalizadas $M \times H$, obtidas por AGFM, à temperatura ambiente, com campo magnético aplicado perpendicular ao plano do filme (H_{\perp}), para as amostras IrMn/Pt(t)/[Co/Pt]₃. Os valores estão normalizados pelo valor máximo, obtido em $H = 4.0$ kOe, já corrigidas as contribuições diamagnéticas. As linhas são apenas guia para os olhos.

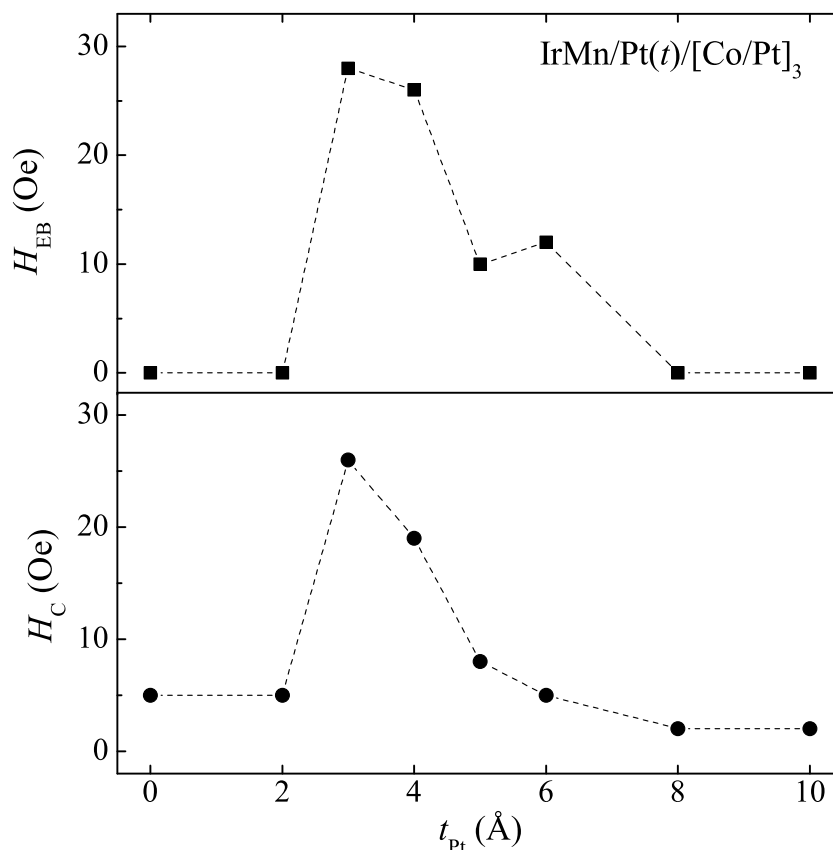


Figura 32: Comportamento dos campos de *exchange bias* H_{EB} e coercivo H_C em função do espaçador de platina, para campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do filme (H_{\perp}), obtido das curvas de magnetização por AGFM. As linhas pontilhadas servem de guia para os olhos.

camadas FM e AF decai exponencialmente, fazendo com que H_{EB} diminua^[64]. A presença desses dois efeitos, que agem de forma oposta, faz com que possa ocorrer um máximo de H_{EB} para uma certa espessura de platina. Eles também mostraram que as interfaces Co/FeMn e Co/IrMn apresentam uma contribuição que favorece a anisotropia no plano do filme, enquanto que a interface Co/Pt apresenta uma contribuição favorecendo uma anisotropia perpendicular ao plano do filme. A origem da anisotropia perpendicular na interface Co/Pt é devido à hibridização dos orbitais 3d do Co e 5d da Pt, conforme demonstrado por Nakajima e colaboradores^[98].

Sort e colaboradores^[17], estudando amostras de composição nominal [Pt (20 Å)/Co (t_{Co})]₃/Pt (t_{Pt})/IrMn (50 Å)/Pt (20 Å), mostraram que o comportamento anômalo do campo de *exchange bias* H_{EB} é observado, em função de t_{Pt} , apenas para $t_{Co} < 6$ Å, apresentando um decaimento monotônico contínuo com t_{Pt} , para $t_{Co} \geq 6$ Å.

Num recente estudo em amostras de Ta(30 Å)/[(Pt(20 Å)/Co(4 Å)₃/Pt_{t_{Pt}}/IrMn(70 Å)]₇/Pt(100 Å), Lechevallier e colaboradores mostraram que há uma maior interdifusão na interface Co/Pt_{t_{Pt}}/IrMn, quanto $t_{Pt} = 0$, que está relacionada com uma diminuição da anisotropia magnética perpendicular^[95]. Todos esses resultados apontam para a necessidade de maiores investigações a respeito da competição entre as anisotropias presentes nesses sistemas.

Na figura 33, são apresentados os resultados experimentais da magnetização normalizada (símbolos abertos), obtida por AGFM, com campo magnético aplicado no plano do filme (H_{\parallel}), para a série IrMn/Pt (t_{Pt})/[Co/Pt]₃ e a simulação dos dados usando o modelo descrito no capítulo 2. Para a amostra com $t_{Pt} = 0$, o campo coercivo é de 45 Oe. Este valor diminui para 20 ± 5 Oe, para as demais amostras ($2 \text{ \AA} \leq t_{Pt} \leq 10 \text{ \AA}$). O valor de $H_C = 45$ Oe, com o campo externo aplicado no plano do filme indica que a anisotropia não é exatamente perpendicular para a série com IrMn, mas o eixo de fácil magnetização pode fazer um ângulo θ com a normal ao plano do filme.

Na simulação, o valor usado para o campo de anisotropia da parede de domínio no AF foi $H_W = 1000$ Oe, que equivale a 0.17 erg/cm^2 , enquanto que para H_E foi usado o mesmo valor do deslocamento da curva de histerese medido para H_{\perp} , ou seja, H_{EB} , mostrado na parte superior da figura 32. O campo de anisotropia efetiva, obtido da equação 2.2, pode ser expresso por^[117]:

$$H_{eff} = H_U + \frac{H_E H_W}{H_E + H_W}. \quad (5.1)$$

Por outro lado, uma vez que $0 < H_E < 30$ Oe e $H_W = 1000$ Oe ($H_W \gg H_E$), o valor do campo de anisotropia efetiva praticamente se reduz ao valor do campo uniaxial, $H_{eff} \cong H_U$, já que os valores de H_U são da ordem de 10^3 Oe (como será mostrado adiante). Além disso, o modelo usado para simular o comportamento da magnetização com campo aplicado no plano H_{\parallel} , recai no modelo de um AF rígido^[70, 118], ou seja, os momentos do AF não se desviam da direção de anisotropia uniaxial do AF, \hat{U} , que é paralela à direção normal ao plano do filme \hat{n} . Assim, não há sentido físico em falar de H_W . Apenas as anisotropias uniaxiais de primeira e segunda ordem, H_{U_1} e H_{U_2} , serão levadas em consideração, uma vez que as anisotropias normal ao plano do filme e no plano dele são da mesma ordem de grandeza. A multicamada [Co/Pt]₃ será considerada como uma monocamada com espessura $t = 3 \times t_{Co}$, ou

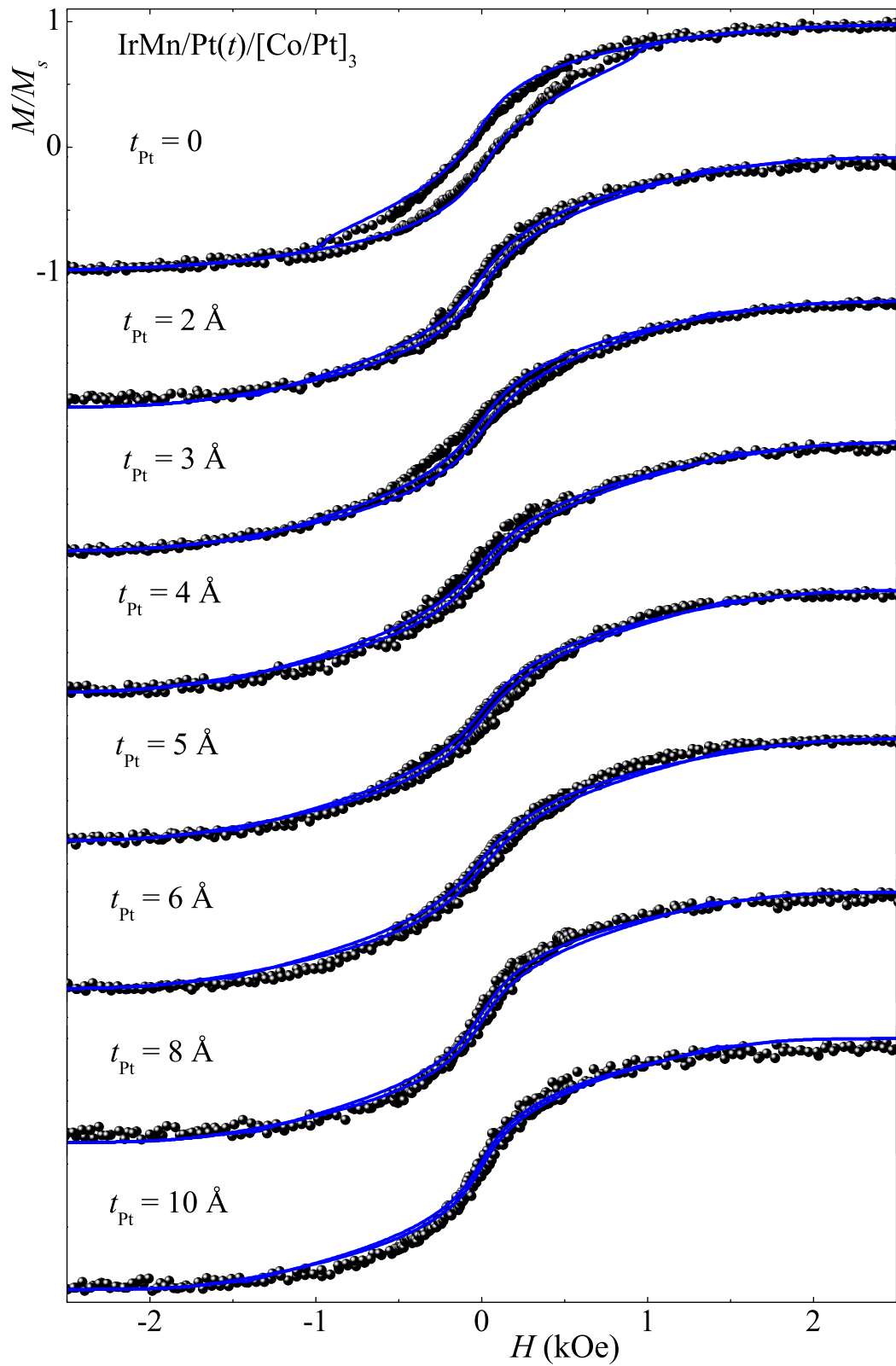


Figura 33: Curvas normalizadas de $M \times H$ para as amostras $\text{IrMn/Pt}(t)/[\text{Co/Pt}]_3$ para diferentes espessuras de platina, com campo magnético aplicado no plano do filme e em temperatura ambiente. Os símbolos representam os dados experimentais, obtidos por AGFM, enquanto que as linhas cheias representam o resultado de simulação.

seja, 13.5 Å. A equação 2.1 pode ser reescrita como:

$$E = t \left[\left(\frac{2\pi}{t} - K_S \right) (\vec{M} \cdot \hat{n})^2 - \vec{H} \cdot \vec{M} - K_1 \frac{(\vec{M} \cdot \hat{u})^2}{M^2} - K_2 \frac{(\vec{M} \cdot \hat{u})^4}{M^4} \right] - \sigma_W \frac{\vec{M} \cdot \hat{U}}{\mathcal{M}} - J_E \frac{\vec{M} \cdot \hat{n}}{M}. \quad (5.2)$$

Os resultados das simulações são mostrados como linhas cheias na figura 33, no qual se pode perceber um razoável concordância entre os valores experimentais e os obtidos do modelo.

Foi usada uma distribuição aleatória para a projeção dos eixos fáceis no plano do filme, ou seja, ϕ é igualmente distribuído. Isso foi feito baseado nos resultados de magnetização obtidos por AGFM com campo aplicado no plano do filme H_{\parallel} . Foi escolhido um determinado eixo no plano do filme. A seguir, foram feitas várias medidas de magnetização, nas quais o ângulo entre o campo H_{\parallel} e esse eixo era mudado. Como não foram observadas diferenças nas curvas de histerese para H_{\parallel} , chegou-se à conclusão de que a magnetização das amostras está uniformemente distribuída na superfície de um cone (ver ilustração na figura 43).

Os parâmetros usados na simulação são: a anisotropia uniaxial de primeira ordem, K_1 , e o ângulo entre \hat{u} (que é a direção da anisotropia uniaxial do FM) e \hat{n} (que é a direção normal ao plano do filme), dado por θ . O valor de K_2 foi mantido constante, em 4.5×10^{-5} erg/cm³. O cálculo para a constante de anisotropia efetiva, a partir da equação 5.2, não é simples, de forma que será usado, para fins de comparação com os valores de K_{eff} , o valor de K_{max} dado por:

$$K_{max} = K_P + K_1 + 2K_2 + \frac{J_E}{2t}, \quad (5.3)$$

em que $K_P = \frac{2\pi}{t} - K_S$.

A equação 5.3 foi obtida, minimizando-se a equação 5.2, para o caso em que a direção da anisotropia uniaxial do FM e do AF coincidem com a direção normal ao plano do filme, ou seja, $\hat{u} \parallel \hat{U} \parallel \hat{n}$. Foi escolhido um valor para K_S igual ao valor da constante de anisotropia, devido ao campo desmagnetizante, de forma que $K_P = 0$.

Os valores experimentais de K_{eff} , determinados pelo método das áreas, a partir das curvas de magnetização obtidas por AGFM com H_{\perp} e H_{\parallel} , são mostrados na parte superior da figura 34. A definição de $K_{eff} = K_{\perp} - K_{\parallel}$, amplamente utilizada na literatura, significa que valores positivos de K_{eff} indicam anisotropia magné-

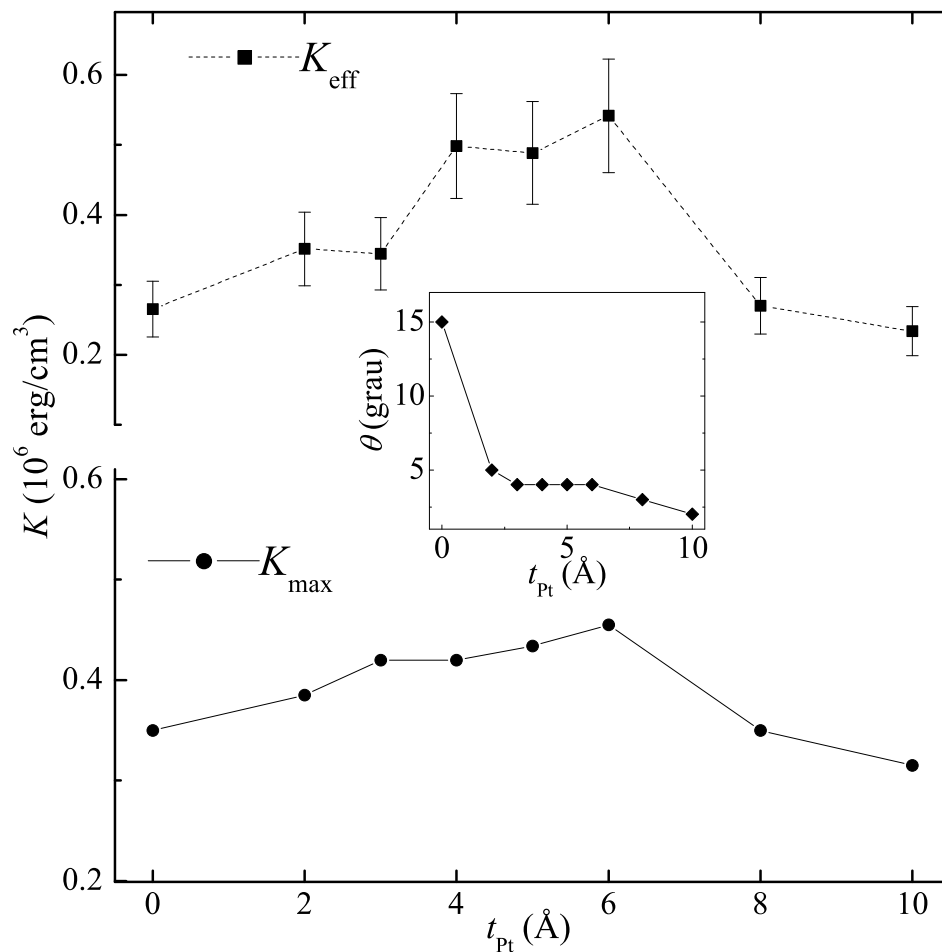


Figura 34: Na parte de cima da figura, são apresentados os valores experimentais de K_{eff} , obtidos dos dados de magnetização com H_{\perp} e H_{\parallel} para as amostras IrMn/Pt(t)/[Co/Pt]₃, por meio do método das áreas, enquanto que na parte inferior, os valores teóricos de K_{max} . Na inserção da figura são apresentados os valores teóricos obtidos para o ângulo θ entre a normal ao plano do filme e o eixo de fácil magnetização, mostrando que a anisotropia não é exatamente perpendicular ao plano do filme. As linhas servem de guia para os olhos.

tica perpendicular. Na parte inferior da figura, é apresentado o comportamento de K_{max} em função da espessura de platina. A inserção, no meio da figura, apresenta o comportamento do ângulo θ entre a normal ao plano do filme e o eixo de fácil magnetização em função da espessura de platina e confirma que a anisotropia não é exatamente perpendicular ao plano do filme.

Como foi abordado nas seções 1.4 e 3.5, o sinal, devido ao efeito Hall extraordinário (EHE), em sistemas com magnetização espontânea não nula, é proporcional à componente perpendicular da magnetização. Na figura 35, são apresentados os dados da voltagem Hall em função do campo magnético externo aplicado. Como pode ser verificado, há uma boa concordância entre os dados de magnetização M_{\perp} obtidos por AGFM e EHE, tendo uma pequena diferença na forma das curvas. Es-

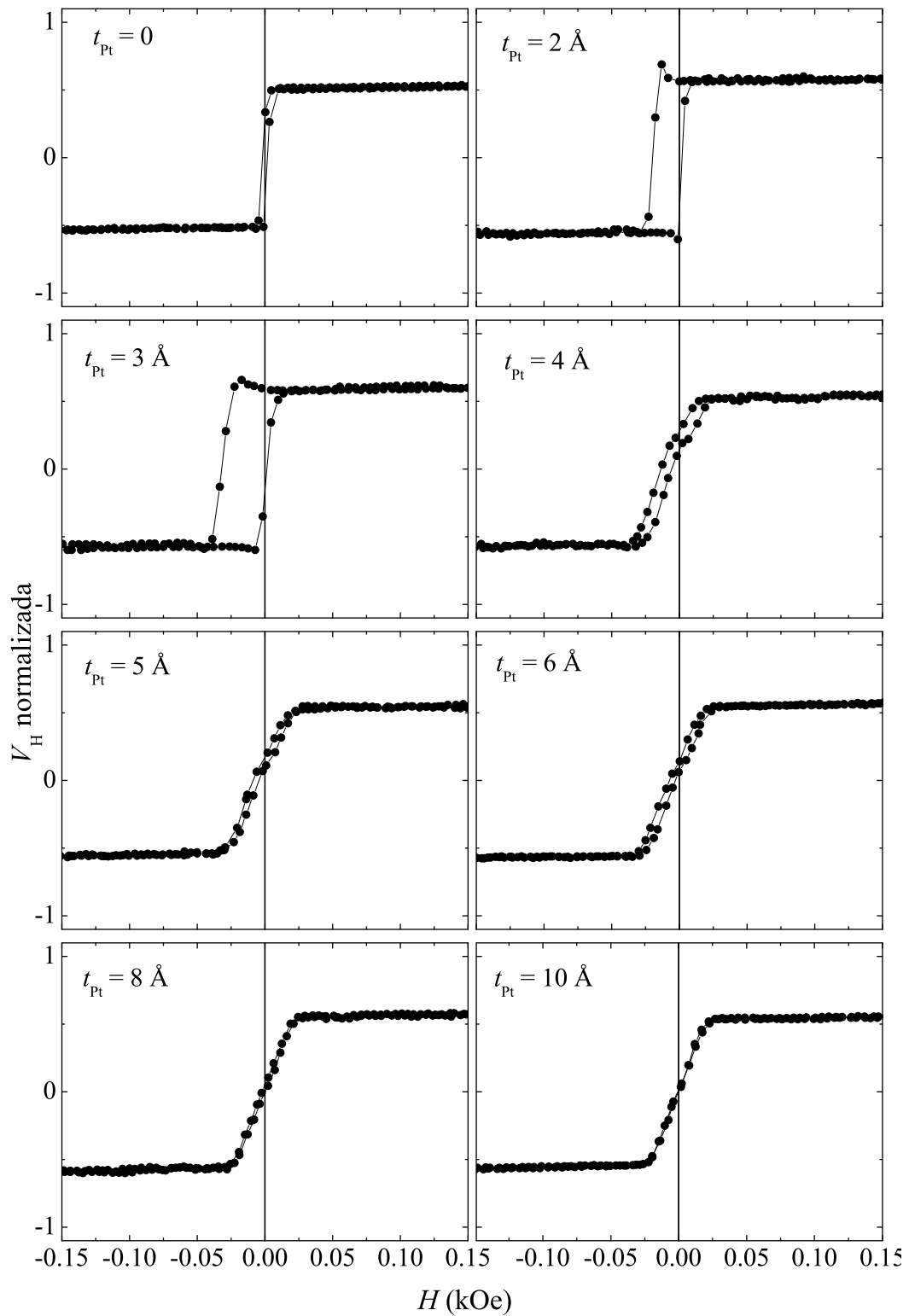


Figura 35: Curvas da voltagem Hall $V_H \times H$ em função do campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do filme (H_{\perp}) para diferentes espaçadores de platina das amostras IrMn/Pt(t)/[Co/Pt]₃, medidas à temperatura ambiente. As linhas são apenas guia para os olhos.

As diferenças podem estar associadas ao campo oscilante das bobinas geradoras do gradiente de campo no AGFM, que pode, em certos casos, modificar a forma das curvas de magnetização. Outro resultado interessante é o aumento do sinal Hall antes da reversão da magnetização, que aparece nas medidas feitas nas amostras com espaçador de platina de 2 e 3 Å. Esse assunto será abordado em detalhes na seção seguinte.

Na figura 36, são mostrados os comportamentos de H_{EB} e H_C em função do espaçador de platina t_{Pt} , obtidos a partir das medidas da voltagem Hall. Os resul-

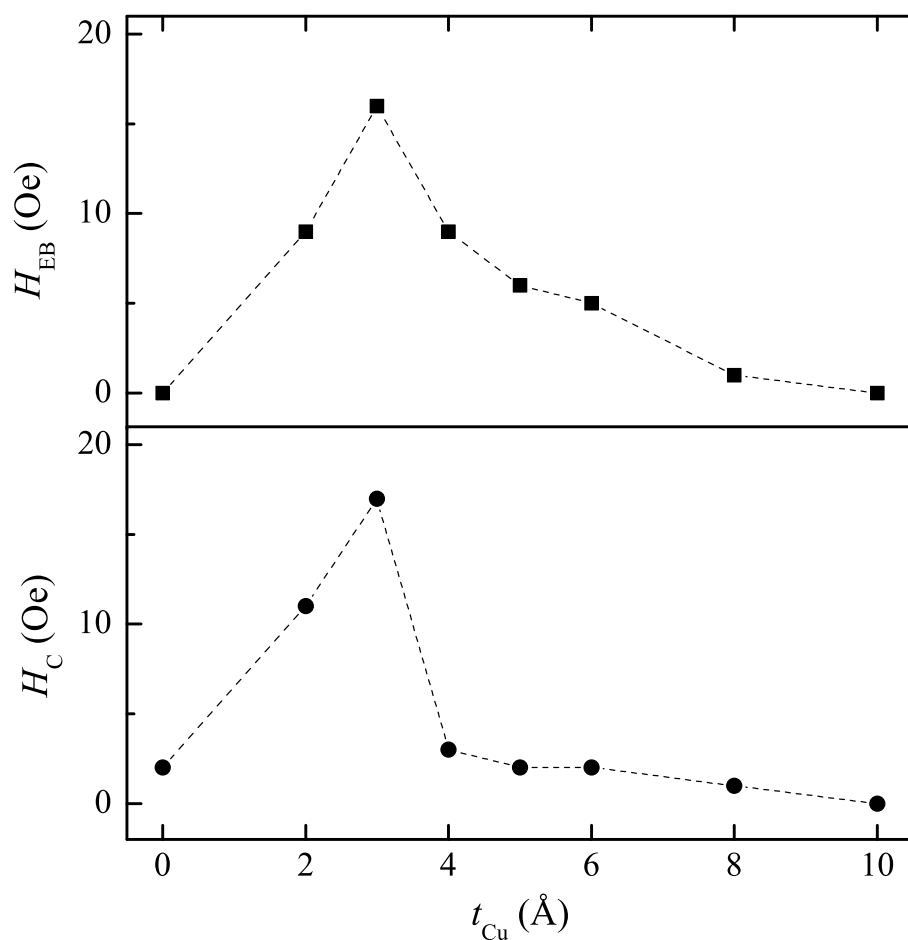


Figura 36: Comportamento dos campos de *exchange bias* H_{EB} e coercivo H_C em função do espaçador de platina, das amostras IrMn/Pt(t)/[Co/Pt]₃, obtidos a partir das curvas da voltagem Hall em função do campo magnético aplicado perpendicular ao plano do filme (H_{\perp}). As linhas servem de guia para os olhos.

tados concordam razoavelmente bem com aqueles obtidos por AGFM, mostrados na figura 32, apresentando um máximo em H_{EB} e H_C para $t_{Pt} = 3$ Å.

O máximo de H_{EB} resulta da competição entre duas contribuições que agem de maneiras opostas em função do aumento da espessura do espaçador de platina:

uma em consequência da diminuição da intensidade do acoplamento FM/AF, devido à presença da platina entre eles e a outra devido ao maior alinhamento dos momentos do cobalto na direção normal ao plano do filme. Uma vez que a interface IrMn/Co tem uma anisotropia favorecendo a magnetização no plano do filme, observa-se que o valor de θ diminui, à medida que aumenta t_{Pt} , já que a interface Pt/Co contribui para a anisotropia perpendicular.

Em recentes artigos, Frömter e colaboradores^[119, 120], estudando amostras com composição nominal $[Pt(24)/Co(4)]_8/Pt(16)$ por SEMPA (Microscopia Eletrônica de Varredura com Análise de Polarização), mostraram a existência do estado de cone, com um ângulo entre a magnetização e a normal ao plano do filme de $13 \pm 8^\circ$. Destaca-se que, nesta tese, foi possível realizar a determinação desses ângulos cônicos da magnetização a partir do modelo proposto no capítulo 2.

5.2.2 IrMn/Cu/[Co/Pt]₃

O mesmo procedimento experimental, bem como o mesmo modelo teórico descrito pela equação 5.2, serão utilizados para estudar as amostras apresentadas nesta seção.

Na figura 37, são apresentados os resultados de magnetização, obtidos por AGFM, para toda a série de amostras com espaçador de cobre, com campo magnético externo aplicado na direção perpendicular ao plano do filme ($-4 \text{ kOe} < H_\perp < 4 \text{ kOe}$). Observa-se que, apesar da pequena variação na espessura do cobre (t_{Cu}), o efeito sobre as propriedades magnéticas da amostra é considerável e semelhante àqueles obtidos para um espaçador de platina, que é o comportamento anômalo do campo de *exchange bias* em função da espessura do NM.

Um máximo nos valores do campo de H_{EB} e do campo coercivo H_C é observado para a amostra com $t_{Cu} = 3 \text{ \AA}$, conforme mostrado na figura 38. Esse comportamento de H_{EB} com t_{Cu} é diferente do decréscimo exponencial observado por Garcia e colaboradores^[15] e será discutido nesta seção.

Esse comportamento anômalo de H_{EB} , em função de t_{NM} , só havia sido reportado nos sistemas similares, $[Pt/Co]_n/NM(t)/FeMn$, nos quais $NM = Pt$. Por outro lado, também havia sido reportado que H_{EB} decresce monotonicamente para $NM = Cu, Al$ e Ru ^[15]. Em tais sistemas, a anisotropia magnética perpendicular é bem maior que a planar, de forma que os efeitos advindos de uma pequena quantidade

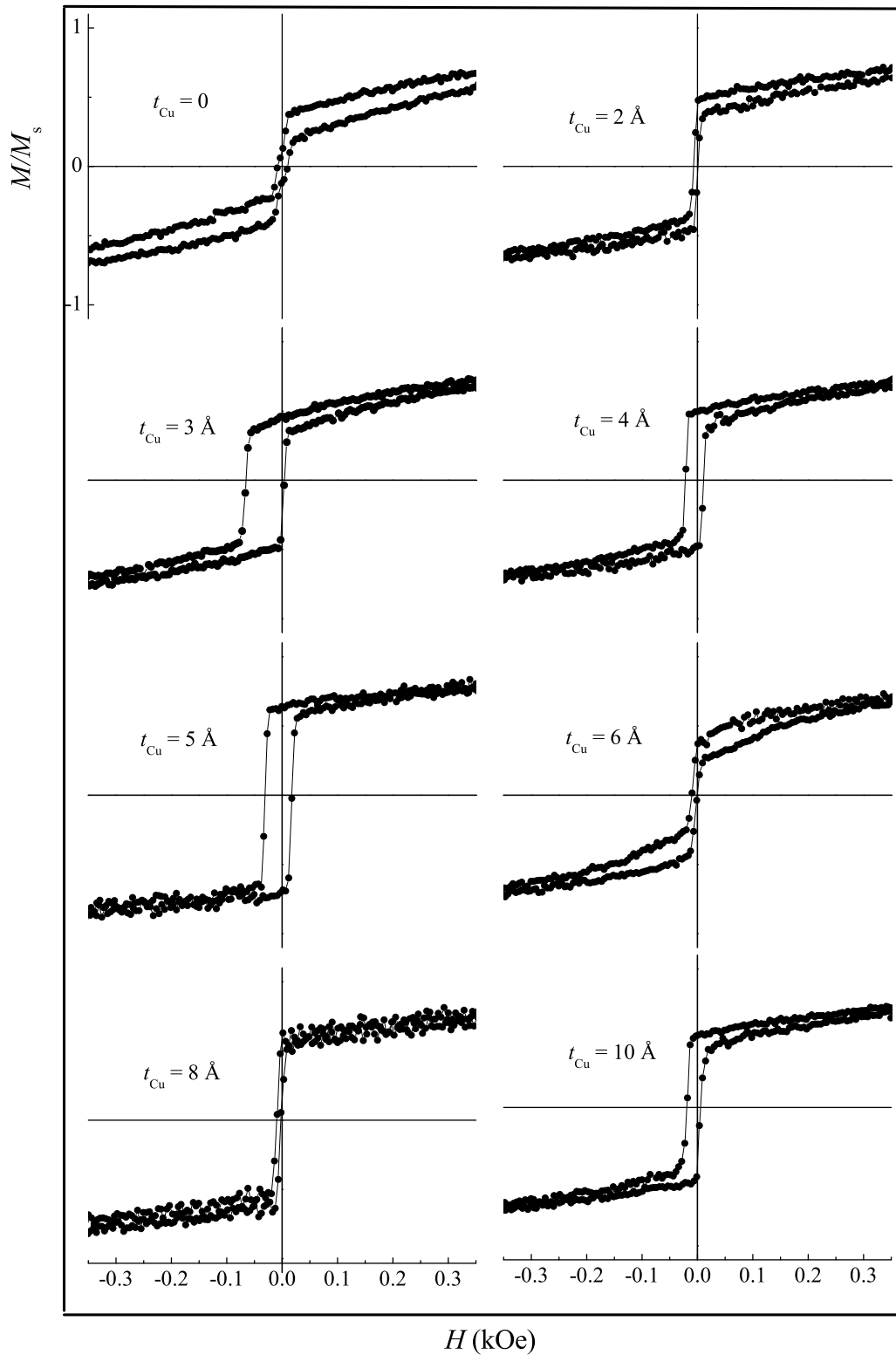


Figura 37: Curvas de magnetização normalizadas $M \times H$, obtidas por AGFM, à temperatura ambiente, com campo magnético aplicado perpendicular ao plano do filme (H_{\perp}), para as amostras IrMn/Cu(t)/[Co/Pt]₃. Os valores estão normalizados pelo valor máximo, obtido em $H = 4.0$ kOe, já corrigidas as contribuições diamagnéticas. As linhas são apenas guia para os olhos.

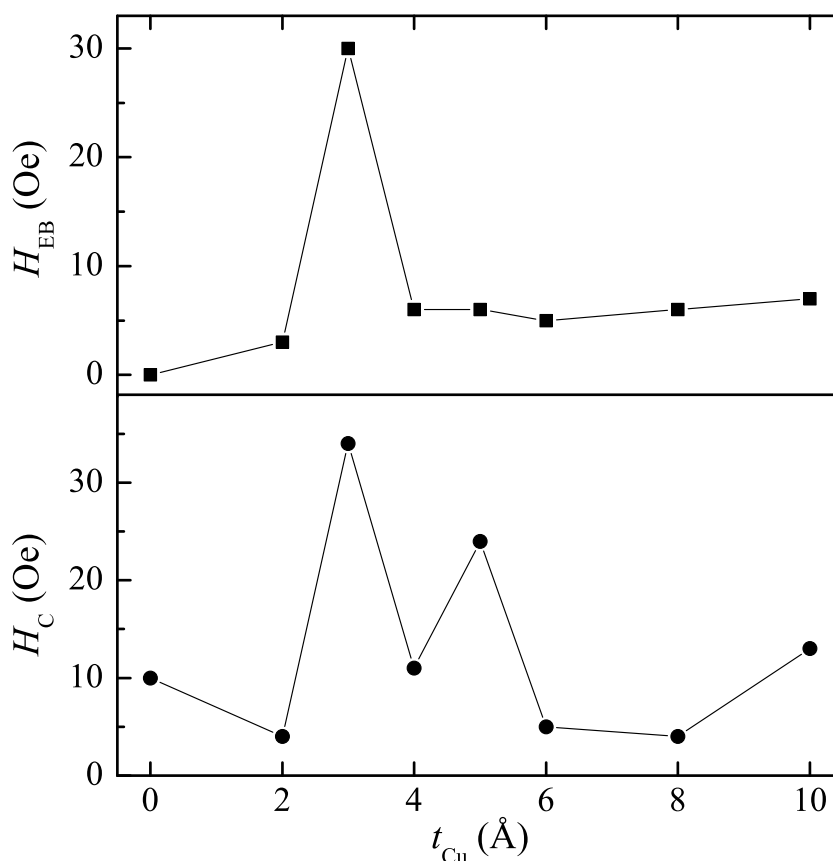


Figura 38: Comportamento do campo de *exchange bias* H_{EB} e do campo coercivo H_{C} em função do espaçador de cobre, para campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano do filme (H_{\perp}), obtido das curvas de magnetização por AGFM. As linhas pontilhadas servem de guia para os olhos.

de material não-magnético depositado entre o material ferromagnético e o antiferromagnético não influenciam no comportamento da anisotropia resultante^[15]. Nas amostras estudadas neste capítulo, as anisotropias planar e perpendicular ao plano do filme são da mesma ordem, de forma que pequenas perturbações podem ser mais facilmente percebidas^[121]. Realmente, sistemas que estão muito próximos à transição de reorientação de spin (SRT) apresentam um comportamento singular^[122-124]. A amostra IrMn/[Co/Pt]₃ está no limite da SRT já que, como foi mostrado na seção anterior, a magnetização está num estado de cone, sendo o ângulo do cone de 15°.

Na figura 39, são apresentados os dados de magnetização, obtidos por AGFM, com campo magnético aplicado nas direções perpendicular e paralela ao plano do filme, para as amostras sem espaçador e com espaçador de cobre de 4 Å. É fácil perceber que a diferença entre as áreas sob as curvas é pequena para a amostra sem espaçador, indicando que o sistema está próximo da SRT. Para a amostra com

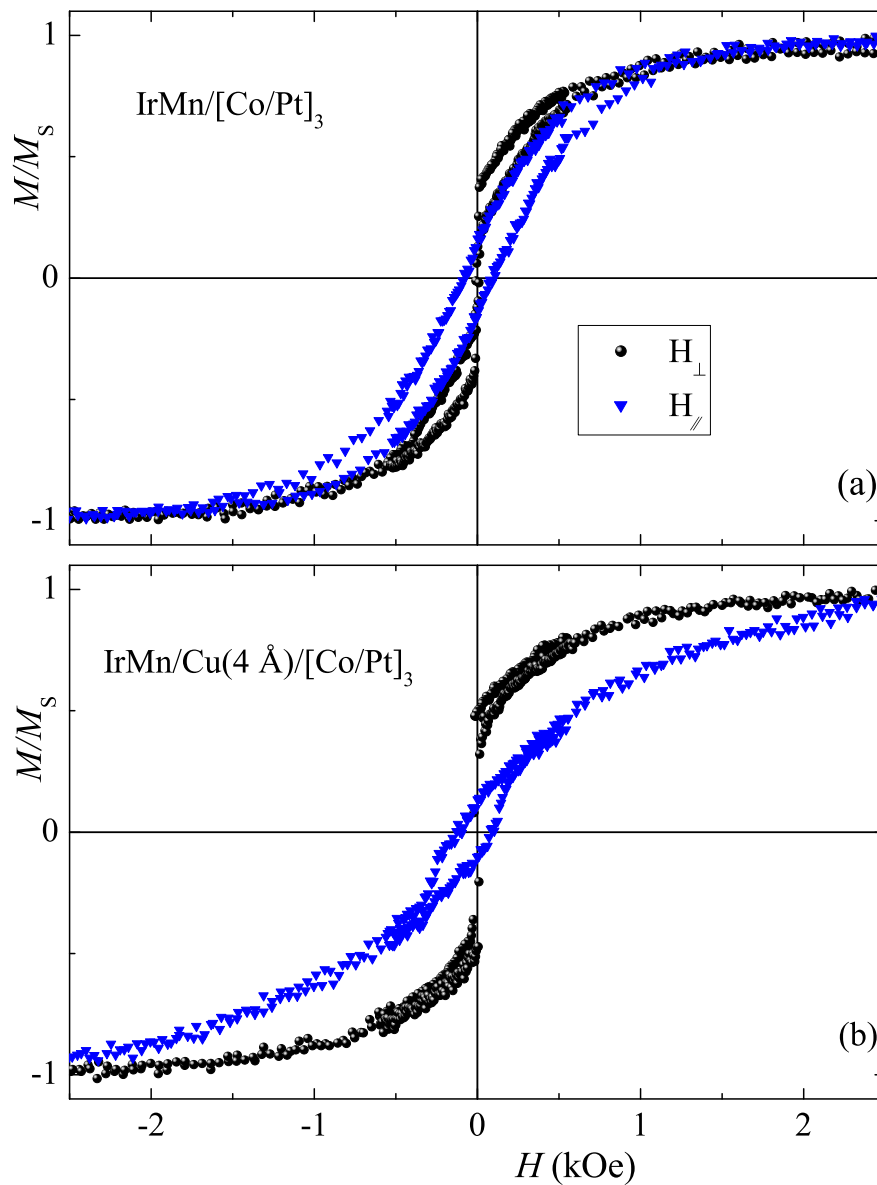


Figura 39: Curvas de magnetização normalizadas $M \times H$, obtidas por AGFM, com campo magnético externo aplicado perpendicular ao plano (símbolos pretos) e no plano (símbolos azuis) do filme, medidos à temperatura ambiente. Em (a), são mostrados os resultados para a amostra IrMn/[Co/Pt]₃ e, em (b), resultado para a amostra IrMn/Cu (4 Å)/[Co/Pt]₃

$t_{Cu} = 4 \text{ \AA}$, a diferença entre as áreas sob as curvas com H_{\perp} e H_{\parallel} é bem maior, indicando uma maior anisotropia magnética perpendicular (PMA), que é devido à presença do cobre entre o cobalto e o IrMn, ou seja, o cobre está favorecendo a PMA e conseqüentemente o *exchange bias* perpendicular.

O que realmente está acontecendo na interface é uma questão ainda em aberto. Como já citado, a presença de Pt, na interface IrMn/Co diminui a interdifusão de manganês no cobalto, o que pode ser uma causa da diminuição da contribuição

planar^[95]. Os resultados apresentados na figura 39 indicam que o cobre desempenha um papel similar ao da platina, ou seja, diminui a interdifusão de manganês no cobalto.

Na figura 40, são apresentados os dados experimentais, bem como as simulações, usando o modelo descrito na seção 5.2.1, para o campo magnético externo aplicado no plano do filme, (H_{\parallel}). Como pode ser notado, a forma das curvas de magnetização, para diferentes espessuras de cobre, apresenta mudanças significativas. Da mesma forma que nas amostras com espaçador de platina, foi usada uma distribuição homogênea para ϕ (ângulo entre a projeção de um eixo de fácil magnetização no plano do filme e o eixo x no plano do filme). Isso torna o plano isotrópico. O valor usado para o campo de anisotropia da parede de domínio no AF foi $H_W = 1000$ Oe, enquanto os valores do campo de *exchange bias* H_E foram os mesmos do deslocamento da curva de histerese medido para H_{\perp} , ou seja, $H_E = H_{EB}$. Como os valores do campo de *exchange bias* H_{EB} são de, no máximo, 30 Oe (ver figura 38), novamente $H_{eff} \cong H_U$. Os parâmetros variáveis na simulação são: o campo de anisotropia uniaxial de 1ª ordem e o ângulo θ entre a normal ao plano do filme e a direção de eixo fácil do FM, uma vez que o valor do campo de anisotropia de 2ª ordem foi mantido fixo em -650 Oe.

O efeito do aumento da espessura de cobre sobre a constante de anisotropia efetiva é mostrado na parte superior da figura 41, cujo valor, para cada t_{Cu} , foi calculado pelo método das áreas. O valor máximo de K_{eff} é verificado para $t_{Cu} =$ entre 4 e 5 Å. Os valores para K_{max} , definidos pela equação 5.3 são apresentados na parte inferior da figura 41 e apresentam boa concordância com os valores experimentais de K_{eff} . Na inserção da figura 41, são apresentados os valores do ângulo θ que a magnetização faz com a normal ao plano do filme, obtidos por meio do modelo. Vale ressaltar a grande mudança em θ com a presença de apenas 2 Å de cobre entre o IrMn e o cobalto, IrMn/Cu(t_{Cu})/[Co/Pt]₃. Isso é uma forte indicação de que a presença de um espaçador metálico não magnético, tanto platina como cobre, favorecem o alinhamento dos momentos magnéticos do cobalto na direção perpendicular. O fato de o cobre também aumentar o valor de K_{eff} pode ser mais uma indicação de que a interdifusão na interface IrMn/Co desempenha um papel importante na anisotropia resultante do sistema^[95].

Como já conhecido da literatura, em sistemas de Co/Pt com anisotropia magnética perpendicular, há uma complexa formação de domínios^[11, 125–129]. Nestes

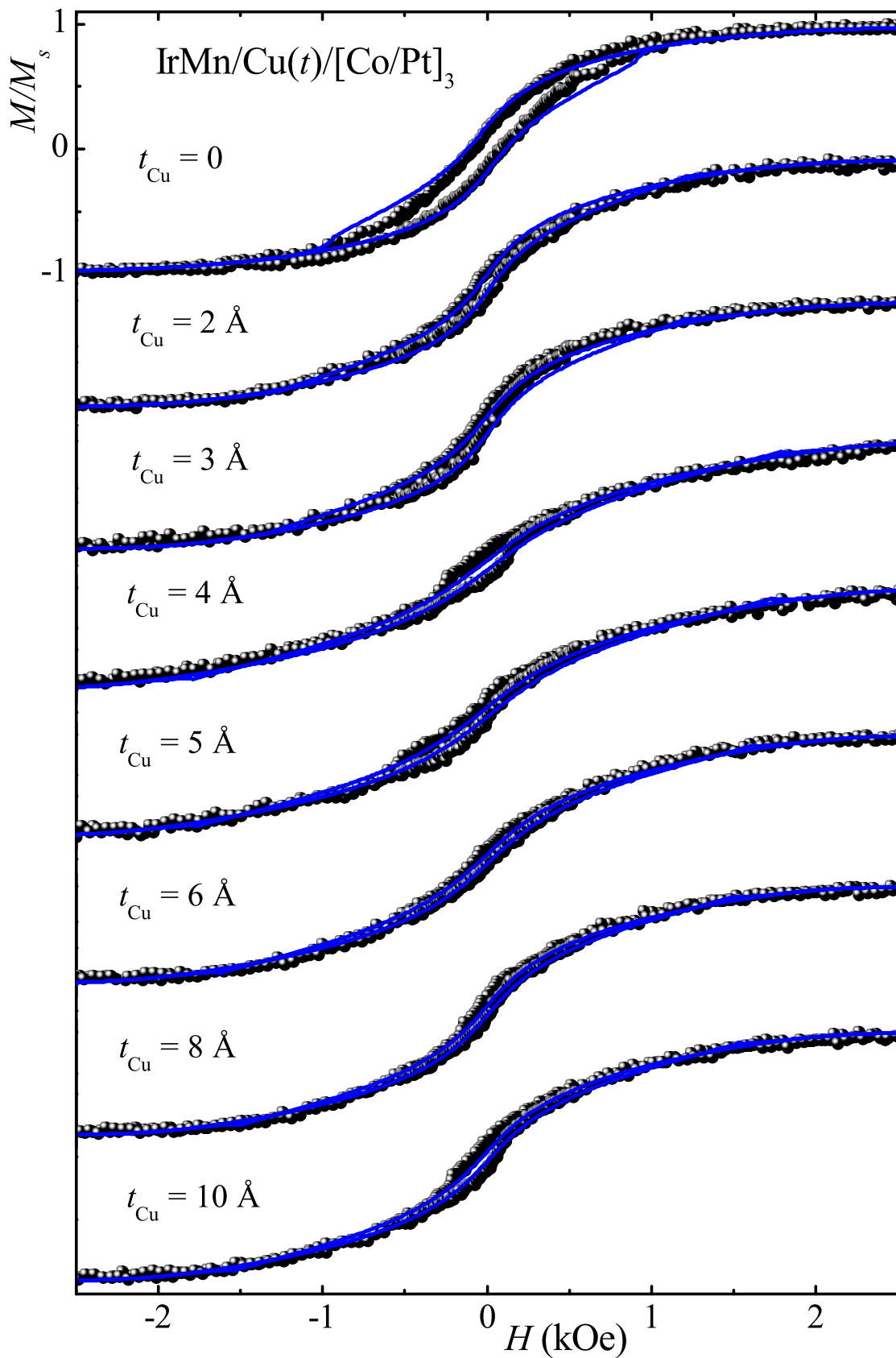


Figura 40: Curvas normalizadas de $M \times H$ para as amostras IrMn/Cu(t)/[Co/Pt]₃ para diferentes espessuras de cobre, com campo magnético aplicado no plano do filme e em temperatura ambiente. Os símbolos representam os dados experimentais, obtidos por AGFM, enquanto que as linhas cheias representam o resultado de simulação.

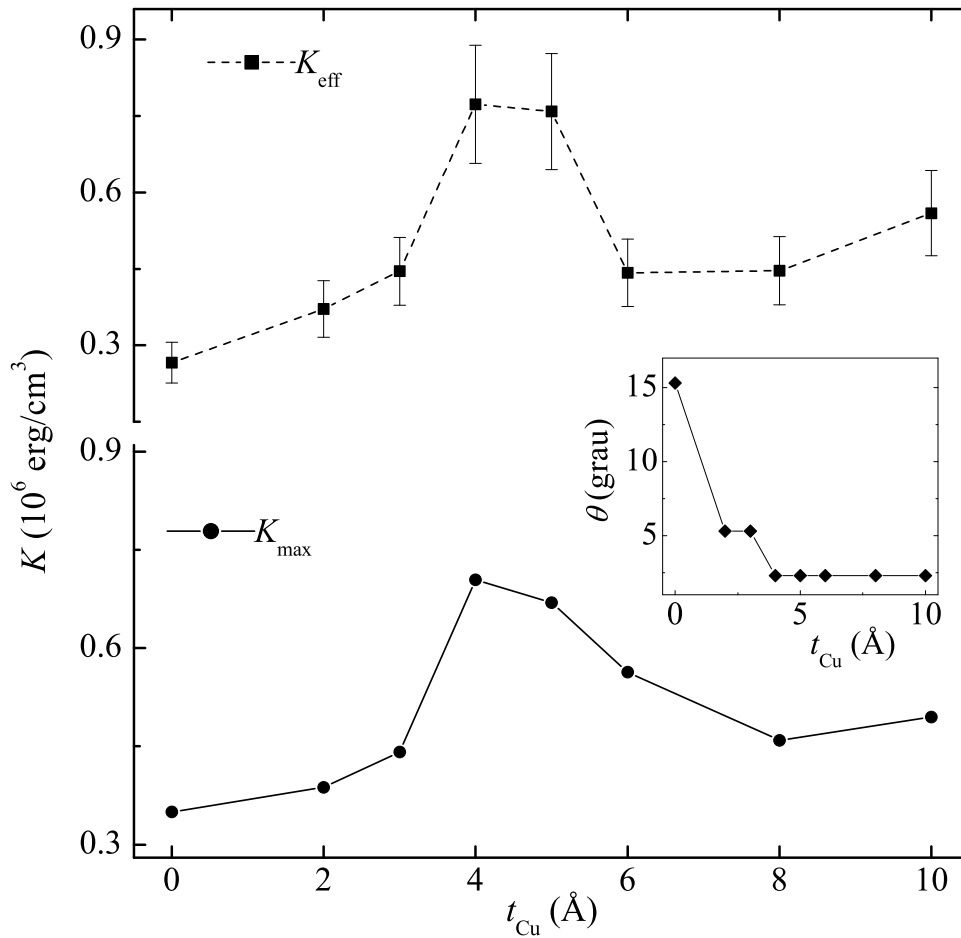


Figura 41: Na parte de cima da figura, são apresentados os valores experimentais de K_{eff} , obtidos dos dados de magnetização com H_{\perp} e H_{\parallel} para as amostras IrMn/Cu(t)/[Co/Pt] $_3$, por meio do método das áreas, enquanto que, na parte inferior, os valores teóricos de K_{max} . Na inserção da figura, são apresentados os valores teóricos obtidos para o ângulo θ entre a normal ao plano do filme e o eixo de fácil magnetização, mostrando que a anisotropia não é exatamente perpendicular ao plano do filme. As linhas servem de guia para os olhos.

trabalhos, foram utilizadas técnicas de visualização direta dos domínios magnéticos, seja por Microscopia de Força Magnética (MFM) ou por Microscopia por Efeito Kerr Magneto-Óptico (M-MOKE).

Uma evidência da formação de paredes de domínios pode ser obtida por meio da análise das curvas de magnetorresistência (MR). Sabe-se que a voltagem medida na configuração de 4 pontas em linha, denominada de voltagem relativa à Magnetorresistência Anisotrópica (V_{AMR}), é simétrica em relação ao campo magnético aplicado, ou seja, $V_{AMR}(H) = V_{AMR}(-H)$, tanto para materiais não magnéticos como para materiais magnéticos^[54]. Entretanto, em sistemas que apresentam anisotropia magnética perpendicular, nas quais há parede(s) de domínio(s) perpendicular(es) à densidade de corrente \vec{j} e à magnetização \vec{M} , Cheng e colaboradores

mostraram que $V_{AMR}(H) = -V_{AMR}(-H)$ ^[130]. A voltagem Hall, que é proporcional à magnetização, é uma função antissimétrica em relação ao campo magnético externo H , ou seja, $V_H(H) = -V_H(-H)$. Com base nessas informações, foram feitas medidas concomitantes da V_{AMR} e da V_H , usando-se o método descrito na seção 3.5.

Na figura 42, são apresentados os dados da voltagem devido à magnetorresistência anisotrópica V_{AMR} e da voltagem Hall V_H para a amostra com espaçador de cobre de 2 Å. Como pode ser notado, os dados da V_{AMR} são antissimétricos

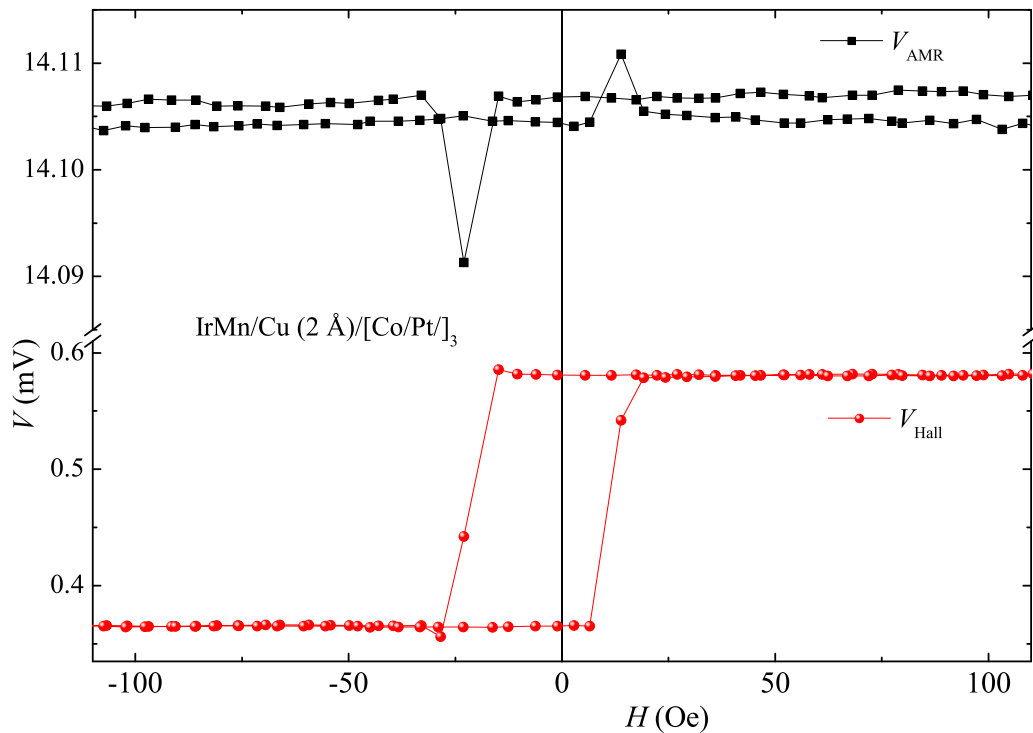


Figura 42: Curvas da voltagem devido à magnetorresistência anisotrópica V_{AMR} (parte superior da figura) e da voltagem Hall V_H (parte inferior da figura) da amostra $\text{IrMn/Cu(2 \AA)/[Co/Pt]_3}$, com campo magnético externo aplicado normal ao plano do filme, à temperatura ambiente. Notar a antissimetria em V_{AMR} na parte superior da figura. As linhas servem de guia para os olhos.

(descontando-se o deslocamento devido ao efeito de *exchange bias*), indicando a presença de parede(s) de domínio(s) perpendicular(es) a \vec{j} e a \vec{M} .

Na figura 43, são mostrados os dados da voltagem Hall para a amostra $\text{IrMn/Cu(3 \AA)/[Co/Pt]_3}$. Observa-se que há máximo e mínimo na tensão Hall imediatamente antes e depois da reversão da magnetização para campo magnético aplicado na direção perpendicular ao plano do filme. Essa configuração anisotrópica permite considerar que, no momento imediatamente anterior à reversão, a magnetização passa de cônica para perpendicular, mantendo o mesmo sentido de \hat{n} , antes de

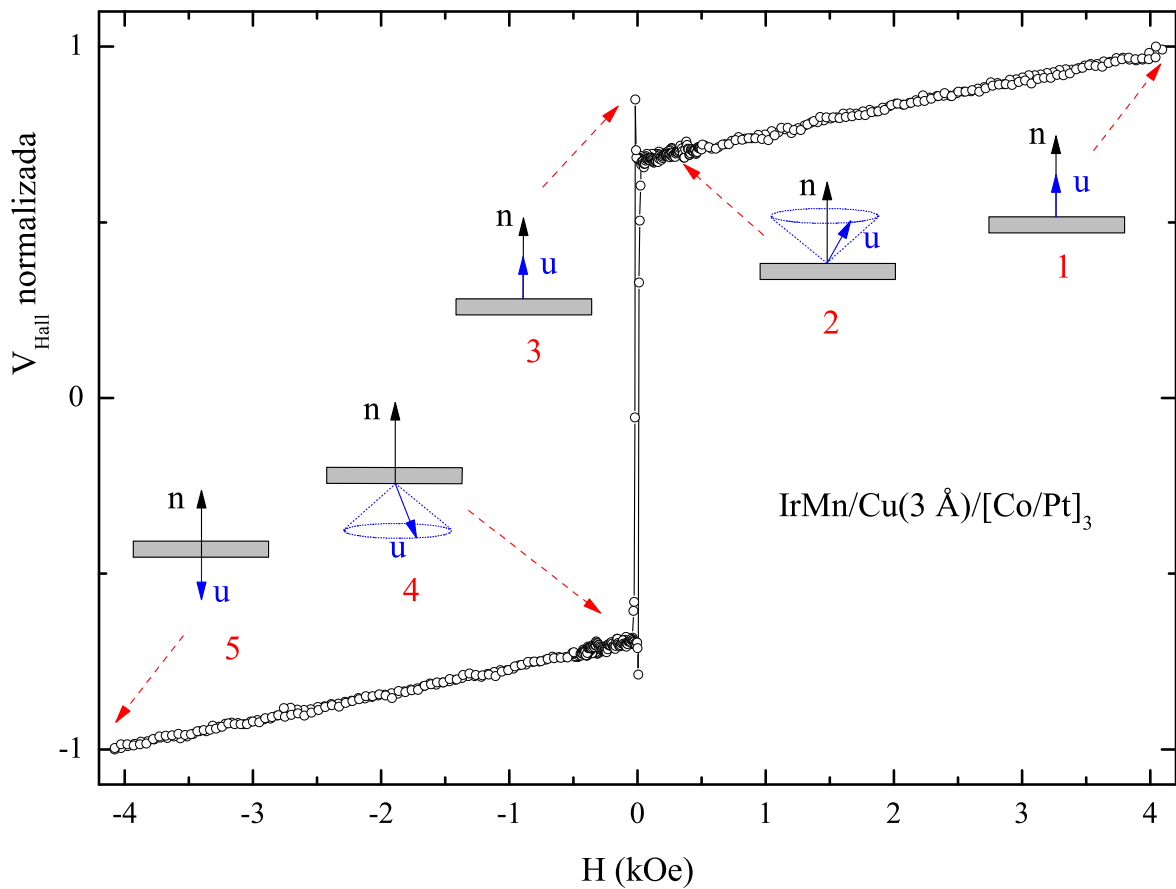


Figura 43: Ilustração da proposta de reversão da magnetização de um sistema que apresenta estado cônico, quando sujeita a um campo magnético externo aplicado perpendicularmente ao plano do filme, H_{\perp} . Para H_{\perp} máximo, os momentos magnéticos da amostra estão paralelos à normal do plano do filme (1); à medida que H_{\perp} diminui, os momentos magnéticos tendem a assumir a posição de equilíbrio, que é o estado de cone (2); imediatamente antes da reversão, os momentos magnéticos retornam à posição perpendicular ao plano do filme, que é um mínimo local (3); quando o campo magnético externo consegue vencer os campos coercivo e de *exchange bias*, os momentos magnéticos revertem, ficando num estado de cone invertido (4) até que, a H_{\perp} máximo negativo, os momentos magnéticos permanecem antiparalelos à normal ao plano do filme (5). Os dados foram obtidos medindo-se a voltagem Hall e se referem à amostra $\text{IrMn/Cu}(3 \text{ \AA})/[\text{Co/Pt}]_3$.

girar de 180 graus em relação a \hat{n} e novamente atingir a configuração cônica na situação revertida.

Já foi mostrado anteriormente que o espaçador de cobre altera as propriedades magnéticas das amostras estudadas nesta tese e que isso tem reflexos nas curvas de transporte eletrônico. Também já foi dito que a estrutura de domínio em multicamadas do tipo Co/Pt pode ter várias formas. Se entre os terminais de medida da voltagem Hall existir uma estrutura de domínios, de tal forma que as paredes desses domínios formem ângulos quaisquer com a direção de \vec{j} e \vec{M} , o sinal de V_{AMR}

aparece como uma mistura de sinal simétrico e antissimétrico, conforme mostrado na figura 44, para a amostra IrMn/Cu(4 Å)/[Co/Pt]₃.

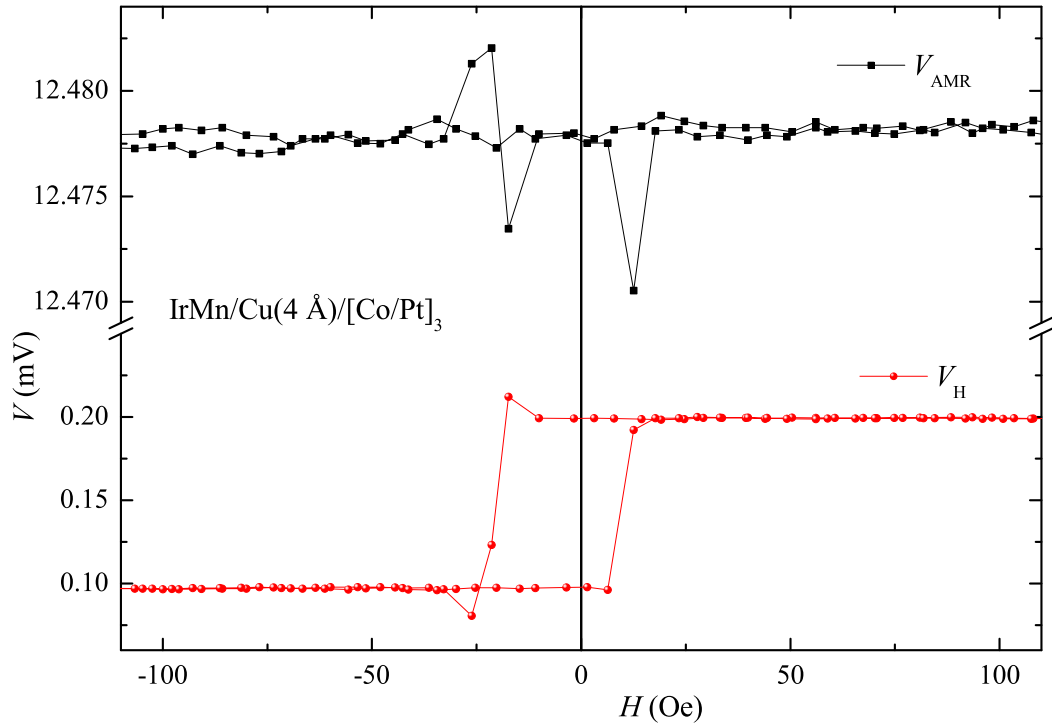


Figura 44: Curvas da tensão devido à magnetorresistência anisotrópica V_{AMR} (parte superior da figura) e da tensão Hall V_H (parte inferior da figura), da amostra IrMn/Cu(4 Å)/[Co/Pt]₃, com campo magnético externo aplicado normal ao plano do filme.

Na figura 45, são apresentados os resultados obtidos medindo-se a tensão Hall (V_H), para um campo magnético externo (H) fixo, em função do ângulo α entre a normal ao plano do filme \hat{n} e o campo H . Para analisar o comportamento magnético das amostras estudadas, foi realizado o seguinte procedimento. Inicialmente, o ângulo entre a normal ao plano do filme e \vec{H} foi mantido em zero e um campo de 4.0 kOe foi aplicado. Em seguida, a intensidade do campo foi diminuída para um dado valor ($H = 30$ ou 100 Oe). Fez-se a medida da tensão Hall em cada passo de 1.8° , até um giro completo (360°), retornando a seguir à posição inicial. A presença de histerese na medida da V_H (ver figura 45) é mais uma evidência de que existem regiões da amostra com campos de anisotropia diferentes. Com um campo de 30 Oe, apenas as regiões da amostra com campo de anisotropia dessa ordem são afetados pela interação Zeeman. Isso também ocorre para a medida feita a 100 Oe. Para $H = 4.0$ kOe, observa-se que praticamente não há histerese e a forma da curva da tensão Hall V_H se aproxima de uma função do tipo $\cos \theta$, que seria o comportamento de rotação coerente de um monodomínio magnético sujeito a uma

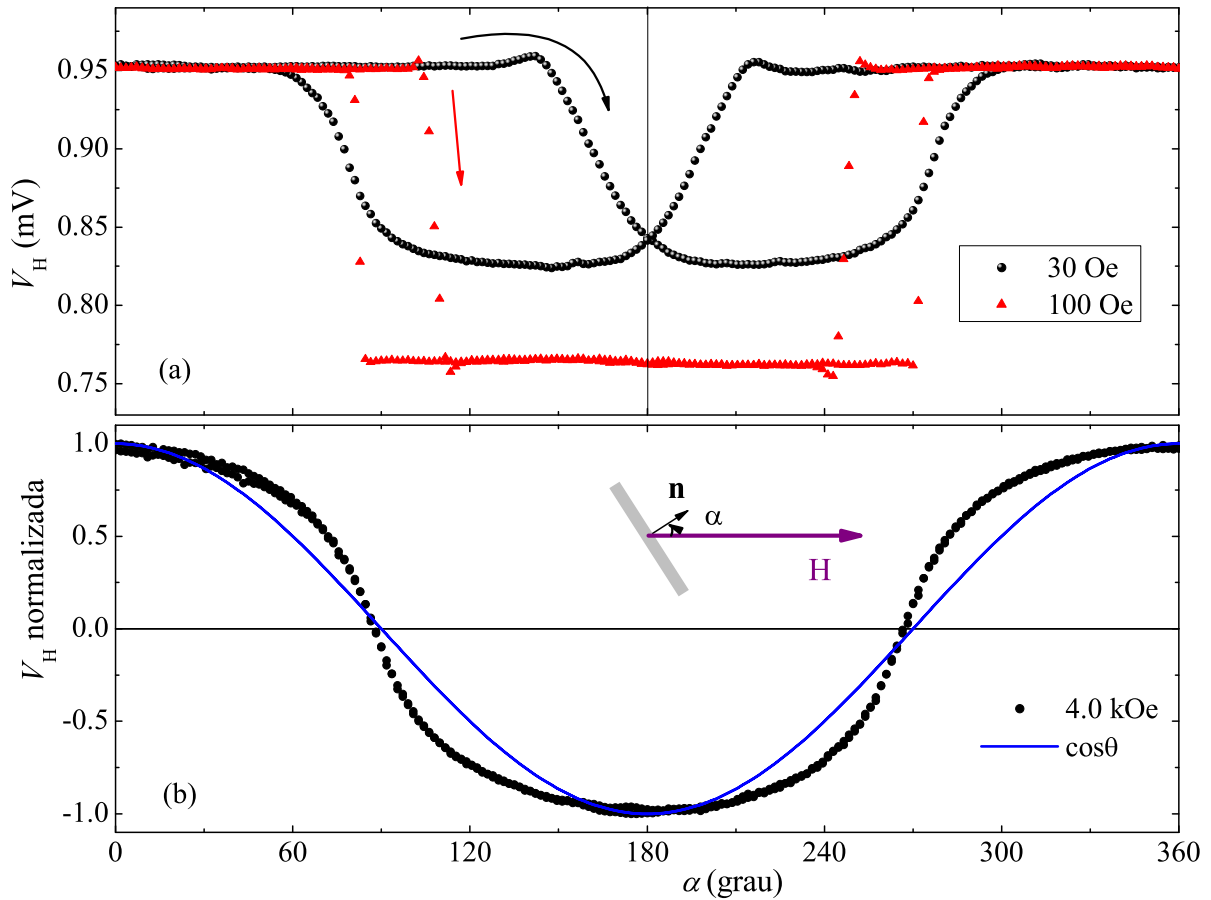


Figura 45: Curvas da voltagem Hall normalizada de 0 a 1, em função do ângulo entre a normal ao plano do filme e \vec{H} , para a amostra IrMn/Cu(5 Å)/[Co/Pt]₃. Em (a), o campo magnético aplicado foi de 30 (símbolos pretos) e 100 Oe (símbolos vermelhos). Em (b), os símbolos cheios representam os dados experimentais, obtidos para campo magnético de 4.0 kOe, enquanto a linha contínua representa a função cosseno.

interação Zeeman ($V_{EHE} = \mu_0 R_1 M \cos \theta$). Nesse caso, como o campo magnético é intenso, a direção da magnetização é praticamente aquela do campo magnético.

Neste capítulo, estudaram-se as amostras Pt(20)/IrMn(60)/NM(t)/[Co(4.5)/Pt(20)]₃. As propriedades magnéticas e magnetorresistivas delas variam com a espessura do material não magnético. Essas mudanças alteram o campo de exchange bias e coercivo, bem como a direção do eixo de fácil magnetização. Pela primeira vez foi reportado um comportamento anômalo do campo de *exchange bias* em função de um espaçador não magnético que não fosse a platina. Mostrou-se que as amostras apresentam anisotropia magnética cônica e, a partir do modelo de rotação coerente, foi possível calcular o ângulo do cone.

6 *Válvulas de Spin com Anisotropia Fora do Plano*

As válvulas de spin têm sido largamente utilizadas como dispositivos em sistemas de detecção de campos magnéticos. A principal vantagem de se utilizar válvulas de spin com anisotropia magnética perpendicular está na indústria de gravação magnética, que deseja atingir uma capacidade cada vez maior de armazenamento de informação por unidade de área^[131–133]. O problema, que surge com o aumento da densidade, é que grãos magnéticos menores estão mais sujeitos à agitação térmica, o que os torna mais instáveis. A saída então seria usar materiais magnéticos com alta anisotropia magnética. Isso, porém, irá exigir campos magnéticos bem mais intensos no processo de gravação da informação. Além do mais, existe o problema da dispersão da magnetização em torno do eixo de fácil magnetização.

Diante destes desafios, faz-se necessário um estudo mais aprofundado das propriedades de tais sistemas. Sabe-se que, para serem usados como sensores, precisam apresentar, dentre outras coisas, uma amplitude de magnetorresistência (MR) alta. Entretanto, para apresentarem anisotropia magnética perpendicular, as multicamadas de $(\text{Co/Pt})_n$ precisam de um número n mínimo de repetições^[15, 134]. Na configuração de corrente no plano (CIP), somente as camadas de Co mais próximas da camada separadora de Cu contribuem para a magnetorresistência gigante. Em todas as outras camadas (Pt, outras camadas de Co, IrMn), ocorre espalhamento independente dos spins dos elétrons^[7]. Encontrar o equilíbrio entre Anisotropia Magnética Perpendicular e Magnetorresistência Gigante nesses sistemas tem sido um grande desafio.

Neste capítulo, serão estudadas duas séries de válvulas de spin com anisotropia magnética perpendicular (PMA). A estrutura magnética básica dessas amostras é a bicamada de Co/Pt apresentada no capítulo 4. Será designado por ML1 a multicamada livre, com composição nominal $[\text{Co}(4.5)/\text{Pt}(20)]_3/\text{Co}(4.5)$ e por ML2 a multica-

mada acoplada, com composição nominal $\text{Co}(4.5)/[\text{Pt}(20)/\text{Co}(4.5)]_3$. As duas séries de amostras foram fabricadas por desbastamento iônico tipo *magnetron*, uma com camada semente de platina, $\text{Si}/\text{Pt}(60)/\text{ML1}/\text{Cu}(t)/\text{ML2}/\text{IrMn}(60)/\text{Pt}(20)$, e outra com camada semente de tântalo, $\text{Si}/\text{Ta}(60)/\text{ML1}/\text{Cu}(t)/\text{ML2}/\text{IrMn}(60)/\text{Pt}(20)$, em que $t = 20, 24, 28$ e 32 \AA . As condições de deposição foram as mesmas para as amostras apresentadas nos capítulos 4 e 5.

Na tabela 8, são apresentadas as amostras que serão estudadas neste capítulo.

Tabela 8: Descrição das válvulas de spin estudadas neste capítulo.

Amostra (\AA)	onde
$\text{Pt}/[\text{Co}/\text{Pt}]_3/\text{Co}/\text{Cu}(t)/\text{Co}/[\text{Pt}/\text{Co}]_3/\text{IrMn}/\text{Pt}$	$t = 20, 24, 28, 32 \text{ \AA}$
$\text{Ta}/[\text{Co}/\text{Pt}]_3/\text{Co}/\text{Cu}(t)/\text{Co}/[\text{Pt}/\text{Co}]_3/\text{IrMn}/\text{Pt}$	$t = 20, 24, 28, 32 \text{ \AA}$

6.1 Caracterização Estrutural

A análise dos difratogramas apresentados na figura 46 mostra que a camada semente tem forte influência nas propriedades estruturais das válvulas de spin. Usando-se tântalo como camada semente, a intensidade da textura (111) da platina e do IrMn (ambas próximas a 40°) são, pelo menos, uma ordem de grandeza maior do que se usando platina como camada semente. Apesar de favorecer a textura (111) da platina e do IrMn, as várias fases do tântalo aparecem no difratograma, sobrepondo-se ao pico (111) da platina e do IrMn.

Para a amostra com camada semente de platina, a espessura do cobre altera, de maneira mais significativa a textura (111) da platina e do IrMn, visto que o número de contagens de fótons aumenta mais de duas vezes, comparando-se as amostras com espaçador de cobre de 20 e 32 \AA . Essa variação na textura pode, em sistemas próximos à transição de reorientação de spin (SRT), influenciar na direção da anisotropia magnética do sistema^[135, 136].

Nas figuras 47 e 48, são mostrados dados de Reflectometria de Raios X (XRR) para as válvulas de spin, com espaçador de cobre de 20 e 32 \AA de espessura, respectivamente. Como pode ser notado, o número de contagens de fótons decai mais rapidamente para a amostra com tântalo (figura 47), indicando maior rugosidade

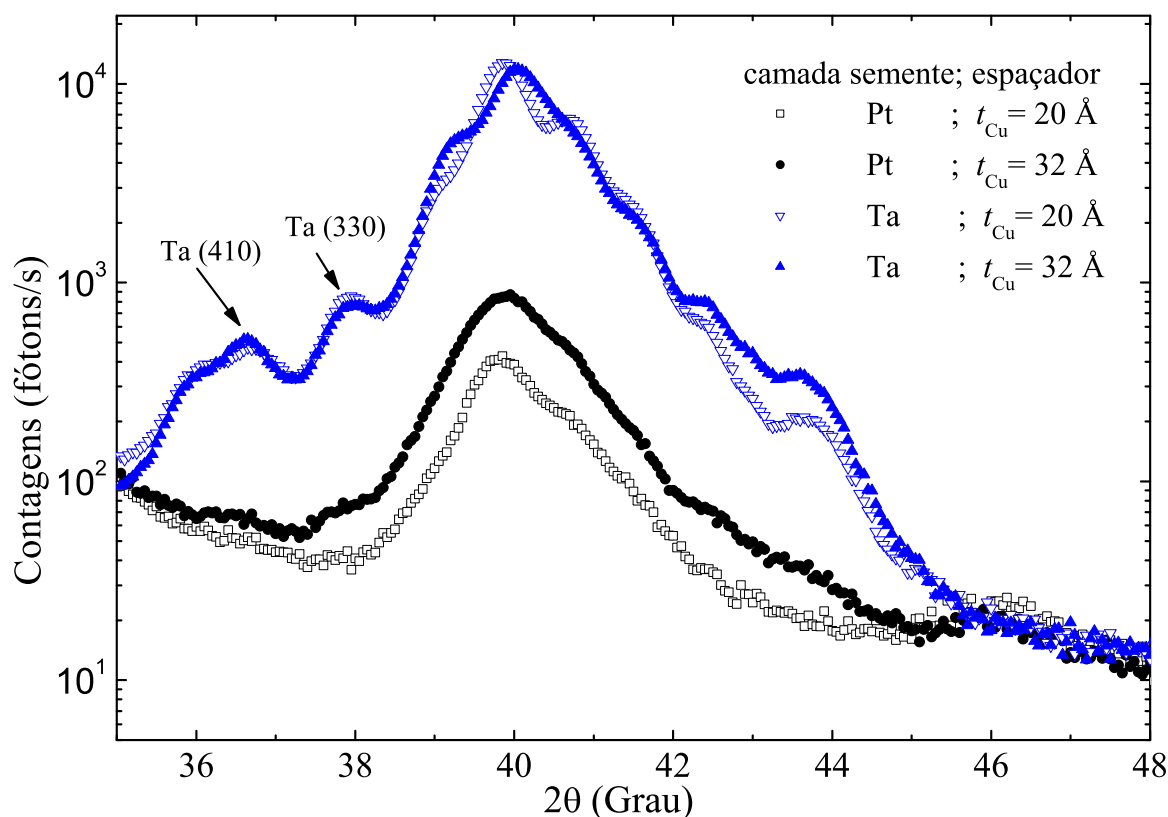


Figura 46: Difratometria de Raios X referente às válvulas de spin com camada semente de tântalo (em azul) e de platina (em preto) com espessura de cobre de 20 Å (símbolos vazios) e 32 Å (símbolos cheios).

que a correspondente amostra com camada semente de platina, uma vez que a declividade dos picos de XRR é proporcional à rugosidade^[96, 137].

Nenhuma mudança significativa na declividade das curvas obtidas por XRR, em função do espaçador de cobre depositado entre a multicamada livre e a acoplada, para uma mesma série com camada semente de tântalo ou platina, foi percebida. Apenas foi observado um pequeno desvio dos picos de reflectividade para a direita, à medida que a espessura do espaçador de cobre aumenta, fato esperado, já que o número de franjas de Kiessig é proporcional à espessura total do filme^[84, 96].

Dependências nas propriedades estruturais (textura e rugosidade) e magnéticas (anisotropia magnética efetiva, campo coercivo e campo de *exchange bias*) em função da camada semente foram reportadas em multicamadas acopladas com anisotropia magnética perpendicular^[138] do tipo Buffer/IrMn/[Co/Pt], por Kanak e colaboradores, e em válvulas de spin com anisotropia planar do tipo Ta (*t*)/NiFe (45)/CoFe (10)/Cu (19)/CoFe (35)/IrMn (80)/Ta (60), por Liu e colaboradores^[139].

Na figura 49, são mostradas as imagens da superfície de duas amostras, am-

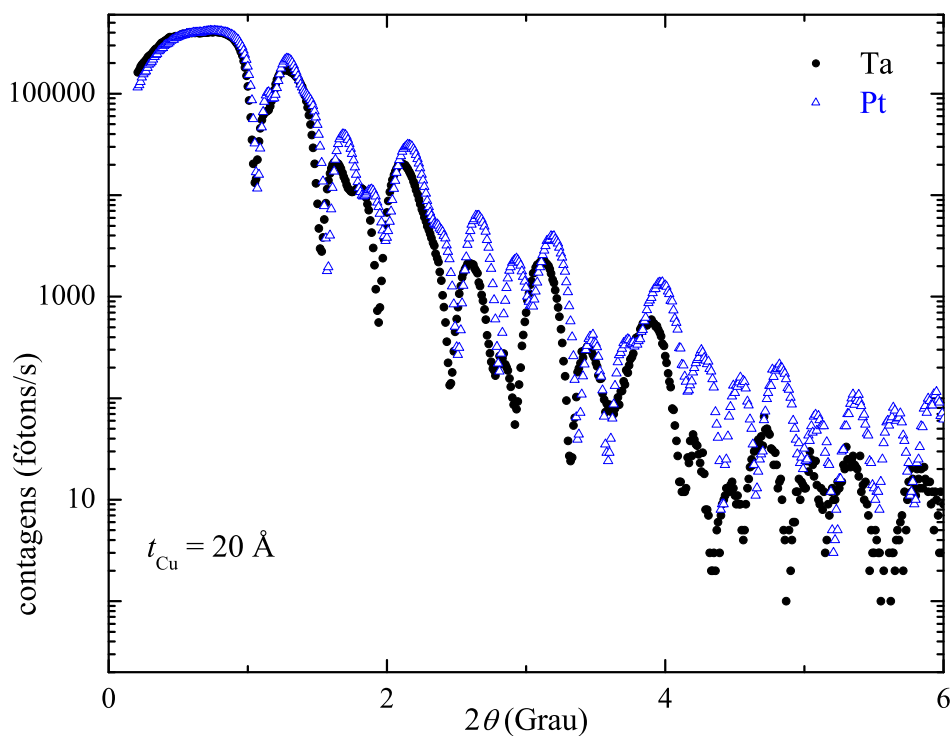


Figura 47: Reflectometrias de Raios X referentes a amostras com espaçador de cobre de 20 Å, com camada semente de tântalo (símbolos cheios) e platina (símbolos vazios).

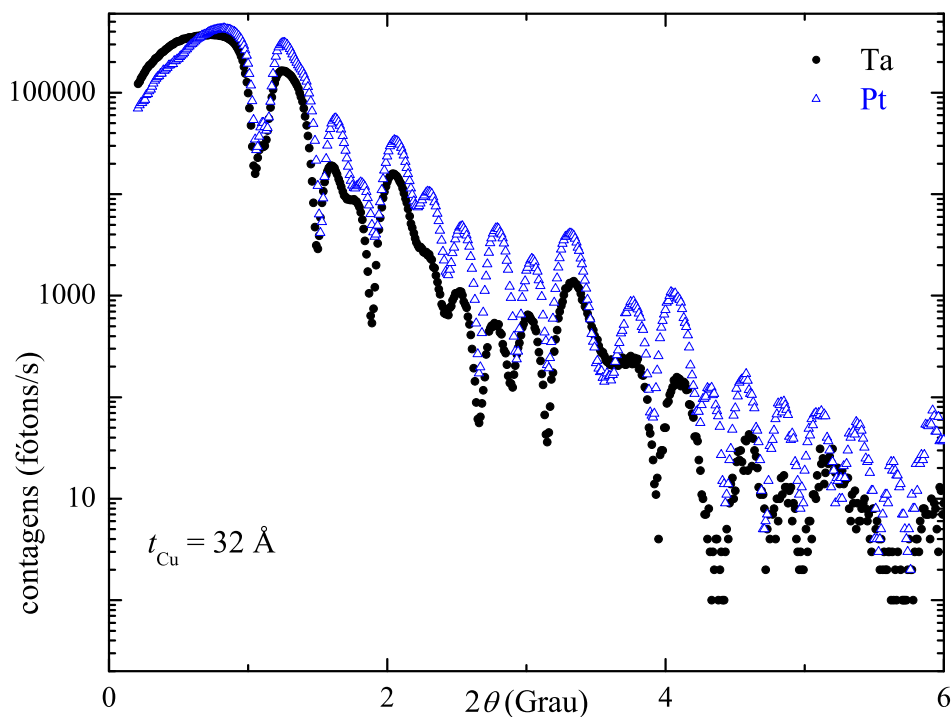


Figura 48: Reflectometrias de Raios X referentes a amostras com espaçador de cobre de 32 Å, com camada semente de tântalo (símbolos cheios) e platina (símbolos vazios).

bas com espaçador de cobre de 20 Å. No lado esquerdo da figura, é apresentada a

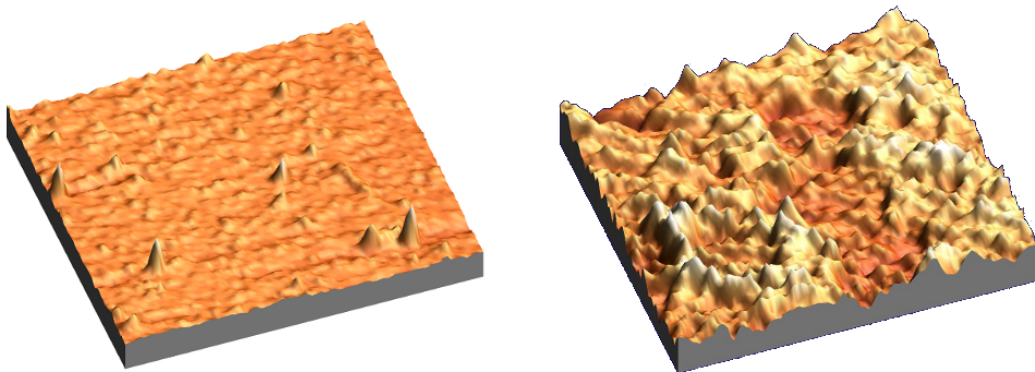


Figura 49: Imagens obtidas por Microscopia de Força Atômica e analisadas usando-se o programa *WSxM* para a obtenção da rugosidade da superfície das amostras com espaçador de cobre de 20 Å de espessura. À esquerda, é mostrada a imagem da superfície da amostra com camada semente de platina, cuja rugosidade é de aproximadamente 4 Å. À direita, a imagem da superfície da amostra com camada semente de tântalo, cuja rugosidade é de aproximadamente 8 Å. A escala é $X = 1.8 \mu\text{m}$, $Y = 1.6 \mu\text{m}$ e $Z = 10.0 \text{ nm}$ para ambas as figuras.

amostra com camada semente de platina, enquanto que, do lado direito, a amostra com camada semente de tântalo. A diferença na rugosidade efetiva das amostras é bem evidente, uma vez que, em ambas as figuras, as escalas em X , Y e Z são as mesmas.

A análise das imagens obtidas por Microscopia de Força Atômica da superfície dessas amostras, feitas com o auxílio do programa *WSxM*, mostra que a série com camada semente de tântalo apresenta uma rugosidade de cerca de 8 Å, enquanto que as amostras com camada semente de platina apresentam um rugosidade de cerca de 4 Å. Esses resultados concordam com os dados de Reflectometria de Raios X, já que o aumento da rugosidade das interfaces resulta no aumento da rugosidade da superfície do filme.

As mudanças nas propriedades estruturais das válvulas de spin são bastante significativas, quando comparados filmes com diferentes camadas semente (platina ou tântalo). Isso provocará, como será mostrado adiante, forte influência nas propriedades magnéticas e de transporte eletrônico. Para a série com camada semente de platina, as mudanças estruturais, apesar de pequenas, são importantes e podem alterar a anisotropia magnética efetiva do sistema. Como mostrado no capítulo 5, há um equilíbrio entre as contribuições que favorecem a anisotropia planar ou a perpendicular, para a amostra $\text{Si}/[\text{Pt}/\text{Co}]_3/\text{IrMn}$, de forma que uma pequena perturbação causada por uma fraca anisotropia, por exemplo magnetoelástica, pode

afetar as propriedades magnéticas dessas amostras. Uma vez que nas válvulas de spin aqui estudadas, a estrutura FM básica é a bicamada [Pt/Co]₃, espera-se que a magnetização de pelo menos uma das multicamadas magnéticas (aquela acoplada ao IrMn) esteja próxima a uma transição de reorientação de spin.

6.2 Caracterização Magnética e Magnetorresistiva

6.2.1 Válvula de Spin com Camada Semente de Platina

Na figura 50, são mostrados os dados normalizados da magnetização, obtidos por AGFM, com campo magnético aplicado na direção normal ao plano do filme ($-4.0 \text{ kOe} < H < 4.0 \text{ kOe}$), para toda a série de amostras com camada semente de platina.

As amostras com espaçador de cobre de 20 e 24 Å apresentam curvas de histerese com comportamento quase idêntico. A reversão da magnetização inicia-se antes de o campo magnético externo mudar de sinal. A amostra com $t_{Cu} = 28 \text{ Å}$ também apresenta um comportamento semelhante, mas com a reversão ocorrendo próximo do campo zero. Esses resultados indicam que a anisotropia magnética das amostras não é totalmente perpendicular. As camadas de cobalto mais próximas ao IrMn devem ter anisotropia magnética desviada de um ângulo θ em relação à direção perpendicular ao plano do filme, enquanto as camadas de cobalto mais distantes do IrMn, ensanduichadas por camadas de platina (Pt/Co/Pt), apresentam anisotropia magnética mais próxima da direção perpendicular ao plano. Cada camada magnética de cobalto teria uma curva de magnetização diferente e a sobreposição destas dá uma curva do tipo mostrado na figura 50, que é muito parecida com as curvas obtidas por Stillrich e colaboradores^[124], nas amostras [Co (7 Å)/Pt (10 Å)]₈.

Na figura 50, nota-se que, partindo da saturação em campos positivos, de modo a reverter a magnetização, a forma da curva de histerese muda completamente para $t_{Cu} = 32 \text{ Å}$, com a reversão abrupta da multicamada livre (ML1) em campo reverso de -20 Oe e tornando-se a reverter em 20 Oe, típico de curva de histerese quadrada de multicamadas com anisotropia perpendicular. Já a reversão da multicamada acoplada (ML2) ocorre de forma abrupta em campo reverso de -50 Oe. Retornando em direção a campos aplicados positivos, a reversão ocorre de forma abrupta em 50 Oe.

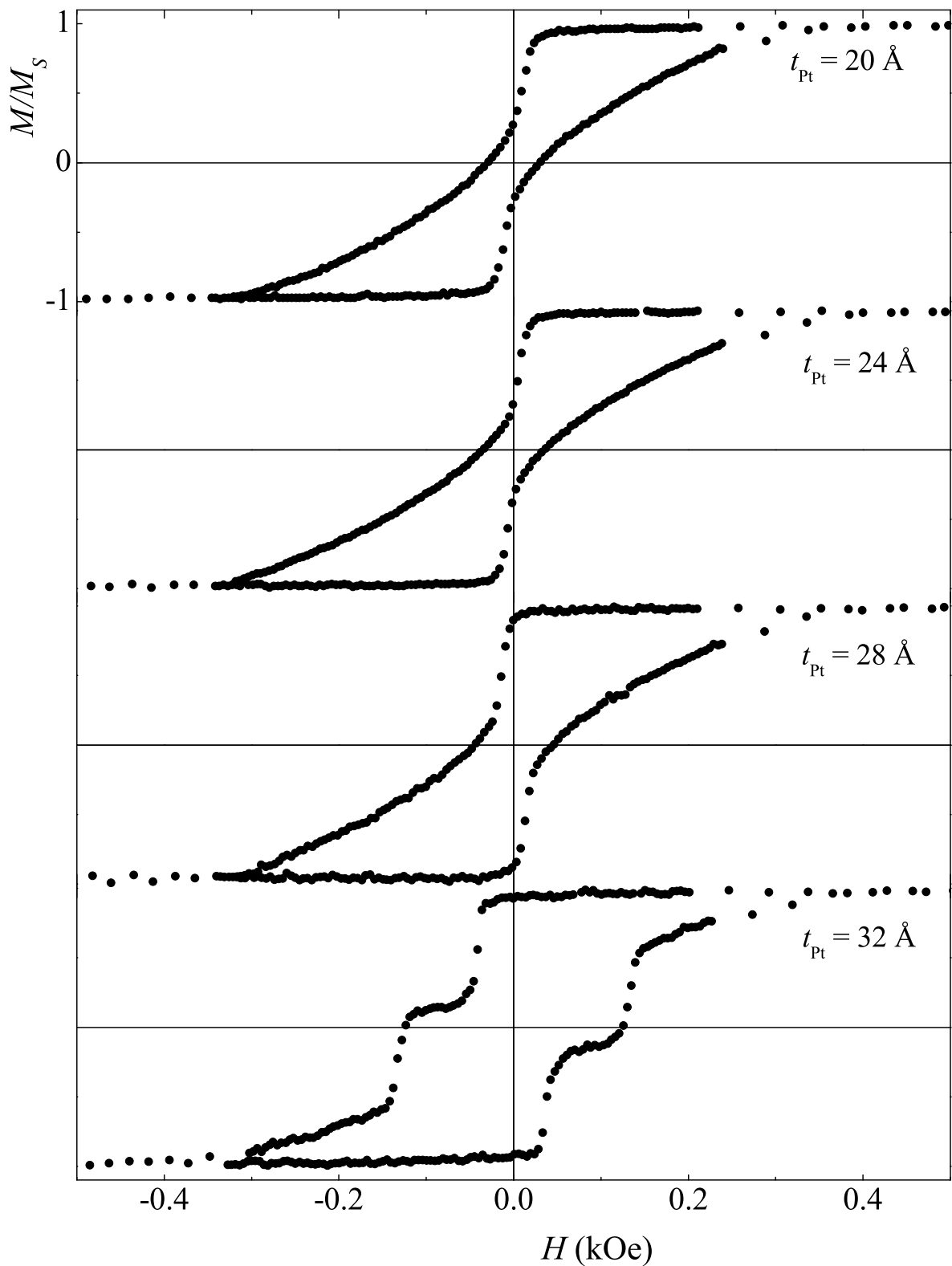


Figura 50: Magnetização normalizada obtida por AGFM, com campo magnético externo aplicado perpendicularmente ao plano das válvulas de spin com a estrutura Pt/[Co/Pt]₃/Co/Cu(*t*)/Co/[Pt/Co]₃/IrMn/Pt.

É interessante notar que, na faixa de campo de 140 a 350 Oe, as curvas de

magnetização são coincidentes para todas as amostras. Esses resultados indicam que, para a multicamada acoplada, a anisotropia não é perpendicular para todas as camadas constituintes de cobalto. Provavelmente, para a camada de cobalto mais próxima do IrMn, ainda persiste a anisotropia cônica com um ângulo de cone acentuado. Isso explica a reversão suave observada entre 140 e 350 Oe, mesmo para a amostra com espaçador de cobre de 32 Å.

Como mostrado na seção 1.4, em filmes com anisotropia magnética perpendicular, a voltagem Hall extraordinária é proporcional à componente perpendicular da magnetização, sendo portanto uma forma de se extrair curvas com relação direta com a de histerese da magnetização. Para investigar as propriedades magnéticas e magnetorresistivas das válvulas de spin, utilizamos o sistema experimental descrito da seção 3.5.

Na figura 51, são apresentados os resultados da voltagem Hall referente às amostras com camada semente de platina. Os comportamentos da magnetização, obtidos a partir dessas medidas, concordam com aqueles extraídos das curvas de AGFM, como era de se esperar. As medidas de magnetorresistência de válvula de spin apresentam valores não nulos apenas para amostra com $t_{Cu} = 32$ Å (ver inserção da figura 51 (d)), que é a única amostra da série para a qual há uma região em ΔH , para a qual as magnetizações das multicamadas presa e livre apresentam alinhamento antiparalelo. O valor da magnetorresistência ($MR = 100 \times \frac{R - R_{min}}{R_{min}}$) é de 0.3%, da mesma ordem dos valores reportados na literatura^[7, 133].

A mudança na forma das curvas de histerese (mostrada na figura 50), com o aumento da espessura de cobre, está relacionada à mudança na direção da anisotropia magnética efetiva. Esta mudança tem relação direta com o aumento da textura (111) observada nos Difractogramas de Raios X (ver figura 46). Isso pode ocorrer tanto por efeito de camada semente (*underlayers*) do cobre para a multicamada acoplada^[138–142], como por efeito de camada protetora (*overlayers*) para a multicamada livre^[143–146].

Como será mostrado adiante, os filmes crescidos com camada semente de tântalo, apesar de apresentarem interfaces mais rugosas, apresentam anisotropia perpendicular para todas as amostras da série, provavelmente pelo fato de a textura (111) ser muito mais acentuada.

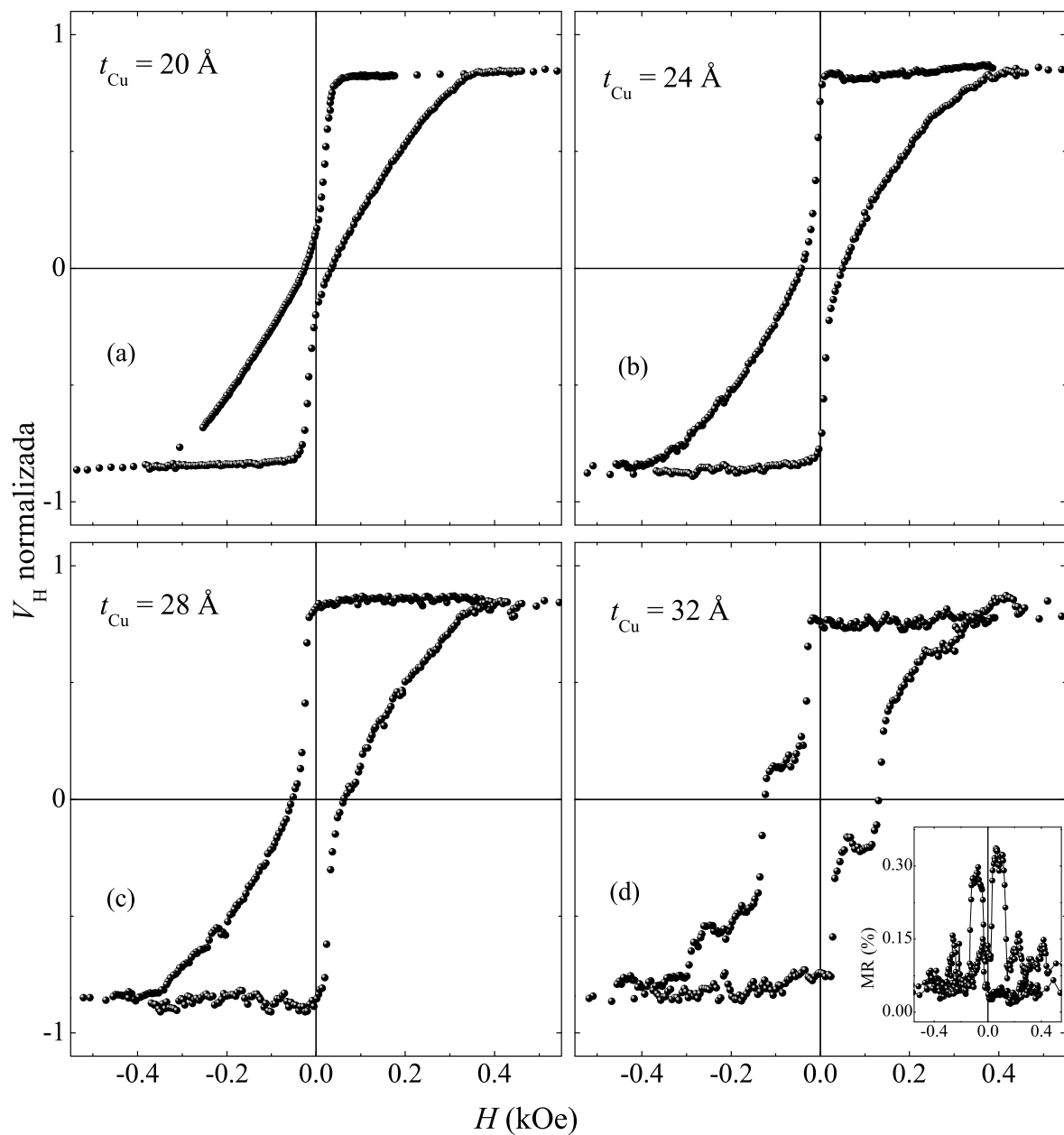


Figura 51: Voltagem Hall normalizada na configuração de corrente no plano das válvulas de spin Pt/[Co/Pt]₃/Co/Cu(*t*)/Co/[Pt/Co]₃/IrMn/Pt. Na inserção da figura (d), são apresentados os dados de magnetorresistência para a amostra com $t_{Cu} = 32 \text{ \AA}$. As linhas servem de guia para os olhos.

6.2.2 Válvula de Spin com Camada Semente de Tântalo

Na figura 52, são mostradas as medidas de V_H normalizada, para a série com camada semente de tântalo. Nessas amostras, a reversão da magnetização ocorre sempre após a mudança de sinal de H . Essa forma da curva de histerese para a amostra com Ta indica um domínio da anisotropia magnética perpendicular sobre a planar. Como mostrado nos difratogramas da figura 46, a textura (111) da Pt e

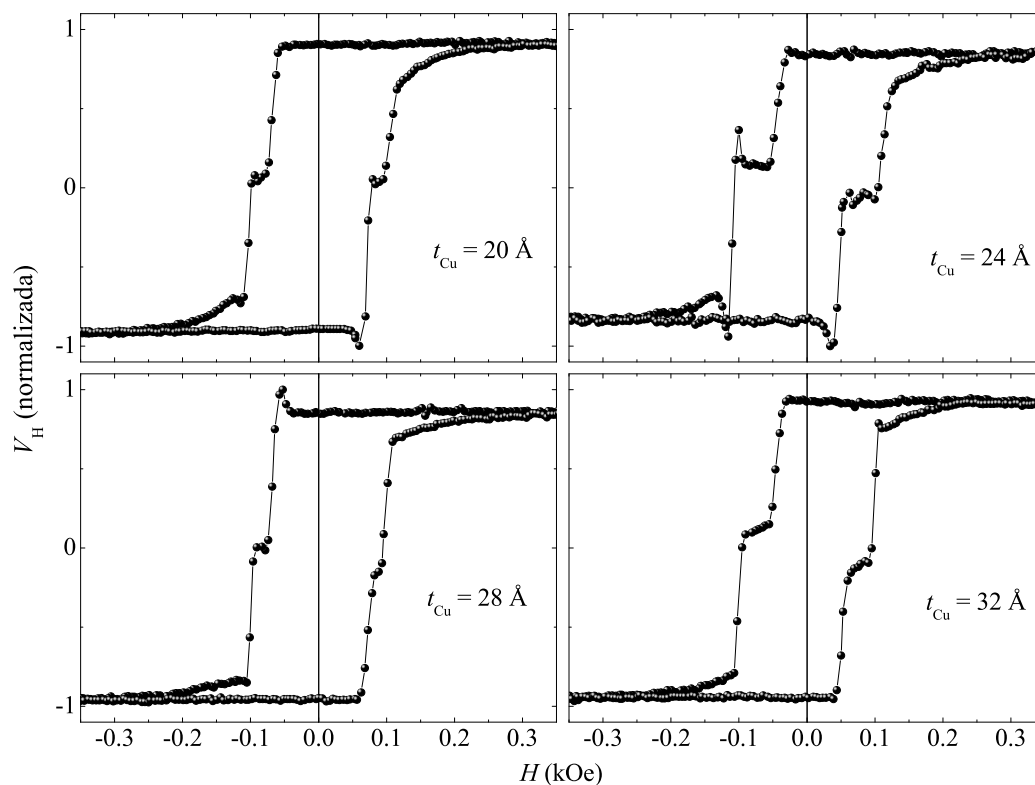


Figura 52: Voltagem Hall normalizada, das válvulas de spin com camada semente de tântalo, Ta/[Co/Pt]₃/Co/Cu(*t*)/Co/[Pt/Co]₃/IrMn/Pt. As linhas servem de guia para os olhos.

do IrMn é bem mais pronunciada para amostras com camada semente de Ta. Essa mudança nas propriedades estruturais afeta diretamente as propriedades magnéticas e magnetorresistivas das amostras. Assim como nas multicamadas estudadas no capítulo 5, aqui é encontrado um comportamento anômalo na voltagem Hall, caracterizada pelos picos observados antes da reversão da magnetização da multicamada livre e/ou presa, que é interpretada como um mínimo local na energia do sistema, para $\theta = 0^\circ$, ou seja, o mínimo absoluto está em um ângulo θ com a normal ao plano do filme, mas o sistema passa pela configuração perpendicular, antes da reversão^[121].

É interessante assinalar que, mesmo com anisotropia magnética efetiva mais perpendicular que as amostras com camada semente de platina, as amostras com camada semente de tântalo ainda apresentam uma parte da amostra que satura suavemente em campos que vão de 120 a 250 Oe. Essa contribuição é da camada de cobalto acoplada diretamente ao IrMn. Como já conhecido na literatura, a anisotropia resultante na interface Co/IrMn favorece a magnetização no plano do filme^[16].

Na figura 53, são mostrados os dados de MR da série de amostras com camada semente de tântalo. O valor da magnetorresistência, calculado por $MR =$

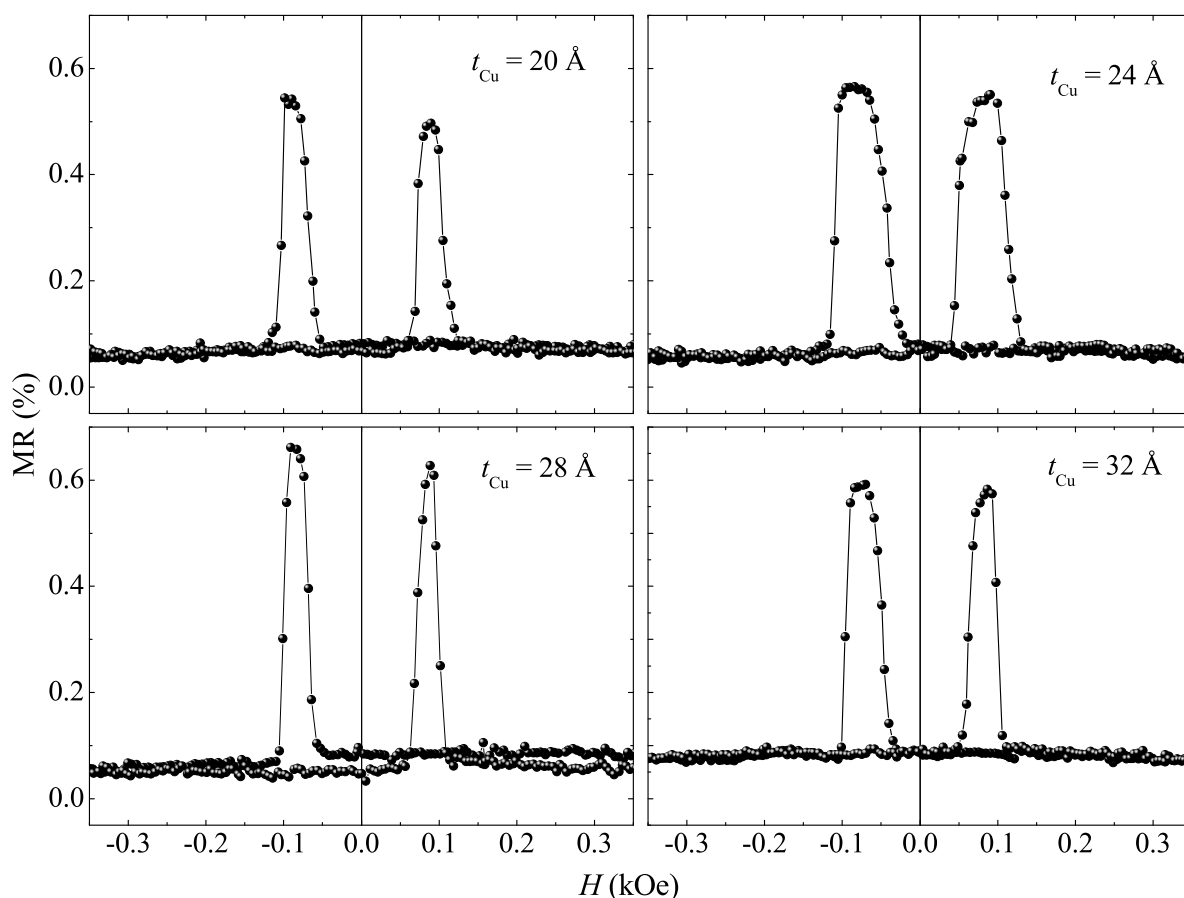


Figura 53: Magnetorresistência das válvulas de spin com camada semente de tântalo, Ta/[Co/Pt]₃/Co/Cu(*t*)/Co/[Pt/Co]₃/IrMn/Pt. As linhas servem de guia para os olhos.

$100 \times \frac{R-R_{min}}{R_{min}}$, para todas as amostras, ficou em torno de 0.6%, que é um valor duas vezes maior que o observado na amostra com camada semente de platina. Os valores do campo coercivo, extraídos das curvas de magnetorresistência (ver figura 53), variam de 40 a 60 Oe para ML2 (multicamada livre) e de 102 a 122 Oe para ML1 (multicamada presa), sendo que a amostra com $t_{Cu} = 24 \text{ \AA}$ apresenta uma maior região em ΔH , para a qual a magnetização das camadas presa e livre são antiparalelas, devido à maior diferença de coercividade entre estas multicamadas.

Neste capítulo, foram estudadas duas séries de válvulas de spin, uma com camada semente de platina e outra com camada semente de tântalo. Foi observado que há uma relação entre a textura (111) das amostras e as propriedades magnéticas (anisotropia magnética efetiva, campo coercivo) e a magnetorresistência gigante. As amostras com camada semente de tântalo apresentam uma textura (111) bem definida e um sinal de magnetorresistência gigante duas vezes maior que as amostras com camada semente de platina.

7 Conclusão

Neste trabalho, foram estudadas as propriedades estruturais magnéticas e magnetorresistivas de filmes magnéticos ultrafinos, fabricados por desbastamento iônico do tipo *magnetron* cuja composição básica é a bicamada Co/Pt.

A amostra Si/[Pt (20 Å)/Co (4.5 Å)]₃/Pt(20 Å) apresenta textura (111) bem definida e uma anisotropia magnética que é perpendicular ao plano do filme, com um valor para a constante de anisotropia efetiva, calculada pelo método das áreas, de $K_{eff} = 7.7 \times 10^5$ erg/cm³. Foi mostrado que um modelo, baseado no modelo de rotação coerente, pode ser usado para simular o comportamento magnético da amostra, quando o campo externo é aplicado na direção de difícil magnetização. A partir do modelo, foi possível calcular a anisotropia magnética, cujo valor de 6.0×10^5 erg/cm³ é da mesma ordem de grandeza do valor calculado a partir dos dados experimentais (7.7×10^5 erg/cm³). Isso nos leva a concluir que o modelo é adequado para descrever o comportamento magnético da amostra.

A análise dos dados de magnetometria com campo aplicado no plano do filme com composição nominal Pt(20)/IrMn(60)/[Co(4.5)/Pt(20)]₃ mostra que não há *exchange bias*, o que nos levou à conclusão de que o plano da amostra é isotrópico. A forma das curvas indica ainda que esse plano é de difícil magnetização. As curvas de magnetização com campo aplicado normal ao plano do filme indicam que há componente perpendicular da magnetização, mas a curva não tem a forma canônica de sistemas com anisotropia magnética perpendicular. Esse fato levou-nos a propor que a anisotropia magnética do sistema é cônica e que os momentos magnéticos estão uniformemente distribuídos sobre a superfície cônica. Por meio do modelo proposto neste trabalho, foi possível calcular a constante de anisotropia efetiva e o ângulo do cone. A presença de um espaçador não magnético na interface IrMn/NM(*t*)/Co, em que NM = Pt e Cu, $t = 0, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10$ Å, altera o ângulo de cone, que decresce monotonicamente com aumento de *t*. Observou-se também um comportamento anômalo do campo de *exchange bias* em função de *t*, tanto para

espaçador de platina como de cobre. Esse comportamento anômalo é atribuído ao enfraquecimento da interação Co/IrMn (que favorece anisotropia planar), o que leva a uma maior projeção dos momentos magnéticos na direção perpendicular e consequente aumento de H_{EB} .

Válvulas de spin com anisotropia magnética perpendicular, baseadas na bicamada Co/Pt, também foram estudadas nesta tese, uma série com camada semente de platina e outra com camada semente de tântalo. A amostra com camada semente de tântalo apresenta textura (111) muito mais bem definida que a amostra com camada semente de platina. Essa mudança nas propriedades estruturais tem forte influência nas propriedades magnetorresistivas das amostras, que apresentam maior magnetorresistência de válvula de spin quando o tântalo é usado como camada semente. Todas as amostras da série com tântalo como camada semente apresentam sinal de magnetorresistência da ordem de 0.6 %, valor comparável ao encontrado na literatura.

Amostras baseadas na bicamada Co/Pt são importantes candidatas na corrida científica e tecnológica em busca de sistemas com anisotropia magnética perpendicular e/ou inclinada. Neste trabalho, foi mostrado que um espaçador não magnético, colocado entre a camada de Co e a camada de IrMn, desempenha um papel fundamental na direção da anisotropia magnética do sistema. Ficou mostrado também que a camada semente tem forte influência sobre as propriedades magnéticas e de transporte eletrônico em válvulas de spin com anisotropia magnética perpendicular.

Apêndice

Segue abaixo a relação dos trabalhos resultantes desta tese de doutorado:

- Trabalho Publicado

G. M. B. Castro, J. Geshev, J. E. Schmidt, E. B. Saitovich, and L. C. C. M. Nagamine. Cone magnetization state and exchange bias in IrMn/Cu/[Co/Pt]₃ multilayers, *Journal Of Applied Physics*, 106(11):113922, 4p., Dec. 2009.

- Trabalho submetido no Thin Solid Films

G. M. B. Castro, L. C. C. M. Nagamine, J. Geshev, E. B. Saitovich, and J. E. Schmidt. Perpendicular exchange bias in IrMn/Pt/[Co/Pt]₃ multilayers with cone magnetization.

Referências

- 1 GREGG, J. F. et al. Spin electronics - review. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Bristol, v. 35, n. 18, p. R121–R155, September 2002.
- 2 PARKIN, S. S. P. et al. Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory (invited). *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 85, p. 5828, April 1999.
- 3 TEHRANI, S. et al. Progress and outlook for MRAM technology. *IEEE Trans. Magn.*, Woodbury, v. 35, n. 5, p. 2814, September 1999.
- 4 JOHNSON, M. T. et al. Magnetic anisotropy in metallic multilayers. *Rep. Prog. Phys.*, London, v. 59, p. 1409–1458, 1996.
- 5 MAAT, S. et al. Perpendicular exchange bias of Co/Pt multilayer. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 87, n. 8, p. 087202, 2001.
- 6 HELLOWIG, O. et al. Magnetic reversal of perpendicular-biased Co/Pt multilayers. *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 65, p. 144418, 2002.
- 7 GARCIA, F. et al. Exchange-biased spin valves with perpendicular magnetic anisotropy based on (Co/Pt) multilayers. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 93, n. 10, p. 8397, May 2003.
- 8 VAZ, C. A. F.; BLAND, J. A. C.; LAUHOFF, G. Magnetism in ultrathin film structures. *Rep. Prog. Phys.*, London, v. 71, p. 1–78, April 2008.
- 9 NOGUÉS, J.; SCHULLER, I. K. Exchange bias. *J. Magn. Magn. Mater.*, Woodbury, v. 192, p. 203–232, 1999.
- 10 BERKOWITZ, A. E.; TAKANO, K. Exchange anisotropy - a review. *J. Magn. Magn. Mater.*, Woodbury, v. 200, p. 552–570, 1999.
- 11 POMMIER, J. et al. Magnetization reversal in ultrathin ferromagnetic films with perpendicular anisotropy: Domain observations. *Phys. Rev. Lett.*, v. 65, n. 16, p. 2054–2057, October 1990.
- 12 DIJKEN, S. van et al. Magnetization reversal and field annealing effects in perpendicular exchange-biased Co/Pt multilayers and spin valves with perpendicular magnetization. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 99, p. 083901, 2006.
- 13 GARCIA, F. et al. Exchange bias in (Pt/Co_{0.9}Fe_{0.1}/FeMn) multilayers with perpendicular magnetic anisotropy. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 91, n. 10, p. 6905, May 2002.

- 14 GARCIA, F. et al. Exchange bias with perpendicular anisotropy in $(\text{Pt-Co})_n\text{-FeMn}$ multilayer. *IEEE Trans. Magn.*, Woodbury, v. 38, n. 5, p. 2730, September 2002.
- 15 GARCIA, F. et al. Large anomalous enhancement of perpendicular exchange bias by introduction of nonmagnetic spacer between the ferromagnetic and antiferromagnetic layers. *Appl. Phys. Lett.*, Melville, v. 83, n. 17, p. 3537, October 2003.
- 16 DIJKEN, S. van et al. IrMn as exchange-biasing material in systems with perpendicular magnetic anisotropy. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 97, p. 10k114, 2005.
- 17 SORT, J. et al. Tailoring perpendicular exchange bias in $[\text{Pt/Co}]\text{-IrMn}$ multilayers. *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 71, p. 054411, 2005.
- 18 BUSCHOW, K. H. J.; BOER, F. R. de. *Physics of magnetism and magnetic materials*. 1^a. ed. New York: Kluwer Academic Publishers, 2003.
- 19 MORRISH, A. H. *The physical principles of Magnetism*. 1^a. ed. New York: John Wiley & Sons, 1966.
- 20 CULLITY, B. D. *Introduction to Magnetic Materials*. Menlo Park: Addison-Wesley Publishing Company, 1972.
- 21 MCKEEHAN, L. W. Magnetism in discontinuous media. *Rev. Mod. Phys.*, Woodbury, v. 2, p. 477–505, September 1930.
- 22 BOZORTH, R. M. Magnetism. *Rev. Mod. Phys.*, Woodbury, v. 19, n. 1, p. 29–86, January 1947.
- 23 CAREY, R.; ISAAC, E. D. *Magnetic domains and techniques for their observation*. 1^a. ed. London: The English Universities Press Limited, 1966.
- 24 CRAIK, D. J.; TEBBLE, R. S. Magnetic domains. *Rep. Prog. Phys.*, London, p. 6–66, 1961.
- 25 VLECK, J. H. van. On the anisotropy of cubic ferromagnetic crystals. *Phys. Rev.*, Woodbury, v. 52, n. 1, p. 1178–1198, December 1937.
- 26 FARLE, M. Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers. *Rep. Prog. Phys.*, London, v. 61, p. 775–826, 1998.
- 27 BOZORTH, R. M. Directional ferromagnetic properties of metals. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 8, p. 575–588, September 1937.
- 28 CHIKAZUMI, S.; CHARAP, S. H. *Physics of Magnetism*. 1^a. ed. Huntington: Robert E. Krieger Publishing Co., Inc., 1978.
- 29 BOZORTH, R. M.; WILLIAMS, H. J. Effect of small stresses on magnetism properties. *Rev. Mod. Phys.*, Woodbury, v. 17, n. 1, p. 72–80, January 1945.
- 30 LEE, E. W. Magnetostriction and magnetomechanical effects. *Rep. Prog. Phys.*, London, v. 18, p. 184–229, 1955.

- 31 SKOMSKI, R.; OEPEN, H. P.; KIRSCHER, J. Unidirectional anisotropy in ultrathin transition-metal films. *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 58, n. 17, p. 138, 1998.
- 32 DIJKEN, S. van; MORITZ, J.; COEY, J. M. D. Correlation between perpendicular exchange bias and magnetic anisotropy in IrMn/[Co/Pt]_n and [Co/Pt]_n/IrMn multilayers. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 97, p. 063907, 2005.
- 33 DRAAISMA, H. J. G.; JONGE, J. M. de. Surface and volume anisotropy from dipole-dipole interactions in ultrathin ferromagnetic films. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 64, n. 7, p. 3610, October 1988.
- 34 MEIKLEJOHN, W. H.; BEAN, C. P. New magnetic anisotropy. *Phys. Rev.*, Woodbury, v. 102, n. 5, p. 1413–1414, June 1956.
- 35 MEIKLEJOHN, W. H.; BEAN, C. P. New magnetic anisotropy. *Phys. Rev.*, Woodbury, v. 105, n. 3, p. 904–913, February 1957.
- 36 MAURI, D. et al. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 62, n. 7, p. 3047–3049, October 1987.
- 37 VIEGAS, S. N. de O. *Estudo da anisotropia magnética em sistemas que apresentam exchange bias*. Tese (Exame de Qualificação ao Doutorado - PPGFis - UFRGS) — Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2010.
- 38 MALOZEMOFF, A. P. Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces. *Phys. Rev. B*, v. 35, n. 10, p. 3679–3682, Mar 1989.
- 39 MALOZEMOFF, A. P. Mechanisms of exchange anisotropy. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 63, n. 8, p. 3874, April 1988.
- 40 KOON, N. C. Calculations of exchange bias in thin films with ferromagnetic/antiferromagnetic interfaces. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 78, n. 25, p. 4865–4868, Jun 1997.
- 41 TAKANO, K. et al. Interfacial uncompensated antiferromagnetic spins: Role in unidirectional anisotropy in polycrystalline Ni₈₁Fe₁₉/CoO bilayers. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 79, n. 6, p. 1130–1133, Aug 1997.
- 42 JENSEN, P. J.; BENNEMANN, K. H. Magnetic structure of films: Dependence on anisotropy and atomic morphology. *Surf. Sci. Rep.*, Amsterdam, v. 61, p. 129–199, 2006.
- 43 NEËL, L. Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation. *J. Phys. Radium*, Paris, v. 15, p. 225–239, 1954.
- 44 CHRISTENSEN, P. H.; MORUP, S. On the magnetic dipole fields at surface atoms. *J. Magn. Magn. Mater.*, Woodbury, v. 35, p. 130–132, 1983.
- 45 BRUNO, P. Dipolar magnetic surface anisotropy in ferromagnetic thin films with interfacial roughness. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 64, n. 6, p. 3153, Sptember 1988.

- 46 BENNET, A. J.; COOPER, B. R. Origin of the magnetic surface anisotropy of thin ferromagnetic films. *Phys. Rev. B*, v. 3, n. 5, p. 1642–1649, March 1971.
- 47 TAKAYAMA, H.; BOHNEN, K.-P.; FULDE, P. Magnetic surface anisotropy of transition metals. *Phys. Rev. B*, v. 14, n. 6, p. 2287–2295, Sep 1976.
- 48 GAY, J. G.; RICHTER, R. Spin anisotropy of ferromagnetic films. *Phys. Rev. Lett.*, v. 56, n. 25, p. 2728–2731, Jun 1986.
- 49 DAALDEROP, G. H. O.; KELLY, P. J.; SCHUURMANS, M. F. H. Magnetic anisotropy of a free-standing Co monolayer and of multilayers wich contain Co monolayers. *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 50, n. 14, p. 9989, 1994.
- 50 GRADMANN, U.; MÜLLER, J. Very thin (2-200 Å) ferromagnetic NiFe films. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 39, n. 2, p. 1379–1381, February 1968.
- 51 CARCIA, P. F.; MEINHALDT, A. D.; SUNA, A. Perpendicular magnetic anisotropy in Co/Pd thin film layered structures. *Appl. Phys. Lett.*, Melville, v. 47, n. 2, p. 178, July 1985.
- 52 THOMSON, W. On the electro-dynamic qualities of metals: Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron. *Proc. R. Soc. London*, London, v. 8, p. 546–550, June 1857.
- 53 NICKEL, J. *Magnetoresistance Overview*. [S.l.], 1995.
- 54 MCGUIRE, T. R.; PORTE, M.; POTTER, R. I. Anisotropic magnetoresitance in ferrromagnetic 3d alloys. *IEEE Trans. Magn.*, Woodbury, v. 11, n. 4, p. 118, September 1975.
- 55 BAIBICH, M. N. et al. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 61, n. 21, p. 2472–2475, November 1988.
- 56 PARKIN, S. S.; MORE, N.; ROCHE, K. P. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 64, n. 19, p. 2304, May 1990.
- 57 HALL, E. On a new action of the magnet on electric currents. *American Journal of Mathematics.*, Melville, v. 2, p. 287–292, 1879.
- 58 PEARSON, G. L. A magnetic field strength meter employing the Hall effect in germanium. *Rev. Sci. Instrum.*, v. 19, n. 4, p. 263, April 1948.
- 59 PUGH, E. M. Hall effect and the magnetic properties of some ferromagnetic materials. *Phys. Rev.*, Woodbury, v. 36, p. 1503–1511, November 1930.
- 60 PUGH, E. M.; ROSTOKER, N. Hall effect in ferromagnetic materials. *Rev. Mod. Phys.*, Woodbury, v. 25, n. 1, p. 151–157, January 1953.
- 61 KARPLUS, R.; LUTTINGER, J. M. Hall effect in ferromagnetics. *Phys. Rev.*, Woodbury, v. 102, n. 5, p. 1413–1414, June 1956.

- 62 NAKAGAWA, S.; SASAKI, I.; NAOE, M. Magnetization processes of storage and back layers in double-layered perpendicular magnetic recording media observed using anomalous and planar Hall effects. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 91, n. 10, p. 8354, May 2002.
- 63 GESHEV, J. Analytical solutions for exchange bias and coercivity in ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers. *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 62, p. 5627, 2000.
- 64 GESHEV, J. et al. Exchange bias through a Cu interlayer in IrMn/Co system. *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 75, p. 214402, 2007.
- 65 NAGAMINE, L. C. C. M. et al. Magnetoresistance and magnetization studies through a Cu interlayer in spin valves of NiFe/Cu/NiFe/FeMn. *J. Magn. Magn. Mater.*, Woodbury, v. 320, n. 14, p. e16–e18, 2008.
- 66 LINGÅRD, P.-A.; DANIELSEN, O. Theory of magnetic properties of heavy rare-earth metas: Temperature dependence of magnetization, anisotropy, and resonance energy. *Phys. Rev. B*, v. 11, n. 1, p. 351–362, Jan 1975.
- 67 SANDERS, D. The correlation between mechanical stress and magnetic anisotropy in ultrathin films. *Rep. Prog. Phys.*, London, v. 62, p. 809–858, 1999.
- 68 HOU, C. et al. Dispersion of the pinning field direction of a ferromagnet/antiferromagnet coupled system. *Appl. Phys. Lett.*, Melville, v. 77, n. 2, p. 237, January 2001.
- 69 GESHEV, J. et al. Discrimination between coupling and anisotropy fields in exchange-biased bilayers. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 105, p. 053903, 2009.
- 70 GESHEV, J. et al. Impact of magnetization easy-axis distributions on the ferromagnet-antiferromagnet exchange coupling estimation. *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 77, p. 132407, 2008.
- 71 SANTOS, M. C. dos et al. Origin of the magnetization reversal of an Fe thin film on Si(111). *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 61, n. 2, p. 1311–1314, January 2000.
- 72 GESHEV, J. et al. Frequency-dependent exchange bias in NiFe/NiO films. *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 67, p. 132401, Apr 2003.
- 73 DRIEMEIER, C. et al. Tuning the antiferromagnetic easy axis direction in exchange bias bilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, Woodbury, v. 272-276, p. e811–e812, 2004.
- 74 NAGAMINE, L. C. C. M. et al. Ferromagnetic resonance and magnetization studies in exchange-coupled NiFe/Cu/NiFe structures. *J. Magn. Magn. Mater.*, Woodbury, v. 288, p. 205–213, 2005.
- 75 NAGAMINE, L. C. C. M. et al. Field-dependent anisotropic magnetoresistance and magnetization measurements of NiFe/FeMn exchange-biased bilayers. *Physica B*, Amsterdam, v. 384, n. 1-2, p. 132–134, October 2006.

- 76 MAISSEL, L. I.; FRANCOMBRE, M. H. *An introduction to thin films*. 1^a. ed. New York: Gordon and Breach Science Publishers, 1984.
- 77 ECKERTO VÁ, L. *Physics of thin films*. 2^a. ed. Prague: Plenum Press, 1986.
- 78 HOLLAND, L.; FRANCOMBRE, M. H. *Vacuum Deposition of Thin Films*. 1^a. ed. New York: Chapman & Hall Ltd, 1958.
- 79 In: . [s.n.]. Disponível em: <www.ajaint.com>. Acesso em: 16 outubro 2007.
- 80 CULLITY, B. D. *Elements of x-ray diffraction*. Menlo Park: Addison-Wesley Publishing Company, 1967.
- 81 In: . [s.n.]. Disponível em: <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/7/74/Loi_de_bragg.png>. Acesso em: 10 outubro 2007.
- 82 KITTEL, C. *Física do Estado Sólido*. 8^a. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2006.
- 83 ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D. *Solid State Physics*. 1^a. ed. New York: Holt, Rinehart and Winston, 1976.
- 84 DAILLANT, J.; ALBA, M. High-resolution x-ray scattering measurements: I. Surfaces. *Rep. Prog. Phys.*, London, v. 63, p. 1725–1777, 2000.
- 85 STOE V, K.; SAKURAI, K. Recent theoretical models in grazing incidence X-ray reflectometry. *The Rigaku Journal*, Tokyo, v. 14, n. 2, p. 22–37, 1997.
- 86 LANGER, J. et al. Microstructure and magnetic properties of sputtered spin valve systems. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 90, n. 10, p. 5126–5134, November 2001.
- 87 BINNING, G.; QUATE, C. F.; GERBER, C. Atomic force microscope. *Phys. Rev. Lett.*, v. 56, n. 9, p. 930–934, March 1986.
- 88 SEO, Y.; JHE, W. Atomic force microscopy and spectroscopy. *Rep. Prog. Phys.*, London, v. 71, p. 1–23, 2008.
- 89 GIESSIBL, F. J. Advances in atomic force microscopy. *Rev. Mod. Phys.*, Woodbury, v. 75, p. 949–983, July 2003.
- 90 ZIJLSTRA, H. A vibrating reed magnetometer for microscopic particles. *Rev. Sci. Instrum.*, Woodbury, v. 41, n. Woodbury, p. 1241, June 1970.
- 91 FLANDERS, P. J. An alternating-gradient magnetometer. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 63, n. 8, p. 3940, April 1988.
- 92 ZHANG, S. Extraordinary Hall effect in magnetic multilayers. *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 51, n. 6, p. 3632, 1994.
- 93 MCGEE, N. W. E. et al. Localized Kerr study of the magnetic properties of an ultrathin epitaxial Co wedge grown on Pt(111). *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 73, n. 7, p. 3418, April 1993.

- 94 SHIN, S. C. et al. Observation of stress relaxation via step formation in Co/Pt metallic superlattices. *Appl. Phys. Lett.*, Melville, v. 76, n. 7, p. 831, February 2000.
- 95 LECHEVALLIER, L. et al. Structural analysis and magnetic properties of (Pt/Co)₃/Pt_{tPt}/IrMn multilayers. *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 79, p. 174434, 2009.
- 96 FEWSTER, P. F. X-Ray analysis of thin films and multilayers. *Rep. Prog. Phys.*, London, v. 59, p. 1339–1407, 1996.
- 97 SAMANT, M. G. et al. Induced spin polarization in Cu spacer layers in Co/Cu multilayers. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 72, n. 7, p. 1112–1115, Feb 1994.
- 98 NAKAJIMA, N. et al. Perpendicular magnetic anisotropy caused by interfacial hybridization via enhanced orbital moment in Co/Pt multilayers: Magnetic circular X-ray dichroism study. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 81, n. 23, p. 5229, December 1998.
- 99 GARCÍA, L. M. et al. Magnetic polarization of copper in Cu-capped Co clusters. *J. Magn. Magn. Mater.*, Woodbury, v. 316, p. e23–e26, 2007.
- 100 HONDA, S. et al. Perpendicular magnetic anisotropy of bias sputtered Co/Pt and Co/Pd multilayer. *IEEE Trans. Magn.*, Woodbury, v. 29, n. 6, p. 3364, November 1993.
- 101 PHILLIPS, G. N.; O'GRADY, K.; LODDER, J. C. Magnetization reversal at elevated temperatures in Co/Pt multilayers thin films. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Bristol, v. 34, n. 18, p. 2960–2971, 2001.
- 102 WOODWARD, R. C. et al. Variation of the magnetic domain structure with reversal field (invited). *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 93, n. 10, p. 6567, May 2003.
- 103 STONER, E. C.; WOHLFART, E. P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Phil. Trans. R. Soc. London*, London, v. 240, p. 599–642, May 1948.
- 104 RUSPONI, S. et al. The remarkable difference between surface and step atoms in the magnetic anisotropy of two-dimensional nanostructures. *Nature Materials*, London, v. 2, p. 546–551, August 2003.
- 105 KUCH, W. Edge atoms do all the work. *Nature Materials*, London, v. 2, p. 505–506, August 2003.
- 106 MUKHERJEE, S.; BERGER, L. Switching of composite media by wall propagation. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 99, p. 08Q909, 2006.
- 107 GOKËMEIJER, N. J.; AMBROSE, T.; CHIEN, C. L. Long-range exchange bias across a spacer layer. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 79, n. 21, p. 4270, November 1997.
- 108 DIENY, B. *Magnetoelctronics*. Amsterdam: Elsevier Academic Press, 2004.

- 109 FUKU, H. N. et al. Spin-valve giant magnetoresistive films with antiferromagnetic Ir-Mn layers. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 81, n. 8, p. 4004, April 1997.
- 110 ANDERSON, G.; HUAI, Y.; MILOSLAWSKY, L. CoFe/IrMn exchange biased top, bottom, and dual spin valves. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 87, n. 9, p. 6989–6991, May 2000.
- 111 BLAMIRE, M.; HICKEY, B. Compensating for bias. *Nature Materials*, London, v. 5, p. 87–88, February 2006.
- 112 DOI, S. et al. Magnetization profile in the MnIr/CoFe exchange bias system. *Appl. Phys. Lett.*, Melville, v. 94, p. 232504, 2009.
- 113 ROSHCHIN, I. V. et al. Lateral length scales in exchange bias. *Europhysics Letters*, v. 71, n. 2, p. 297–303, July 2005.
- 114 KUCH, W. et al. Tuning the magnetic coupling across ultrathin antiferromagnetic films by controlling atomic-scale roughness. *Nature Materials*, London, v. 5, p. 128–132, February 2006.
- 115 SCHMIDT, I. et al. The role of uncompensated spins in exchange bias. *Europhysics Letters*, v. 81, p. 17001, January 2008.
- 116 THOMAS, L.; KELLOCK, A. J.; PARKIN, S. S. P. On the exchange biasing through a nonmagnetic spacer layer. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 87, n. 9, p. 5061, May 2000.
- 117 XI, H.; WHITE, R. M.; REZENDE, S. M. Irreversible and reversible measurements of exchange anisotropy. *Phys. Rev. B*, v. 60, n. 21, p. 14837–14840, 1999.
- 118 CAMARERO, J. et al. Origin of the asymmetric magnetization reversal behavior in exchange-biased systems: Competing anisotropies. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 95, n. 5, p. 057204, Jul 2005.
- 119 FRÖMTER, R. et al. Imaging the cone state of the spin reorientation transition. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 100, p. 207202, May 2008.
- 120 FRÖMTER, R. et al. Imaging the domain pattern of the canted magnetization state in Co/Pt multilayer films. *Vacuum*, Oxford, v. 82, p. 395–401, 2008.
- 121 CASTRO, G. M. B. et al. Cone magnetization state and exchange bias in IrMn/Cu/[Co/Pt]₃ multilayers. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 106, p. 113922, 2009.
- 122 GABALY, F. E. et al. Imaging spin-reorientation transitions in consecutive atomic Co layers on Ru(0001). *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 96, p. 147202, April 2006.
- 123 DORANTES-DÁVILA, J.; DREYSSÉ, H.; PASTOR, G. M. Magnetic anisotropy of transition-metal interfaces from a local perspective: Reorientation transitions and spin-canted phases in Pd capped Co films on Pd(111). *Phys. Rev. Lett.*, v. 91, n. 19, p. 197206, Nov 2003.

- 124 STILLRICH, H. et al. Magnetic anisotropy and the cone state in Co/Pt multilayer films. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 105, p. 07C308, 2009.
- 125 KAPPENBERGER, P. et al. Direct imaging and determination of the uncompensated spin density in exchange-biased CoO/(CoPt) multilayers. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 91, n. 26, p. 267202, Dec 2003.
- 126 WOODWARD, R. C. et al. Variation of the magnetic domain structure with reversal field. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 93, n. 10, p. 6567, May 2003.
- 127 DAVIES, J. E. et al. Magnetization reversal of Co/Pt multilayers: Microscopic origin of high-field magnetic irreversibility. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 70, n. 22, p. 224434, Dec 2004.
- 128 ROMANENS, F. et al. Magnetic relaxation of exchange biased Pt/Co multilayers studied by time-resolved kerr microscopy. *Phys. Rev. B*, v. 72, p. 134410, 2005.
- 129 LIU, Z. Y. et al. Effect of magnetic field on domain-wall structures in two antiferromagnetically coupled Co/Pt multilayers. *Appl. Phys. Lett.*, Melville, v. 93, p. 032502, 2008.
- 130 CHENG, X. M. et al. Antisymmetric magnetoresistance in magnetic multilayers with perpendicular anisotropy. *Phys. Rev. Lett.*, v. 94, p. 017203, Jan 2005.
- 131 GAO, K.-Z. et al. Magnetic recording configuration for densities beyond 1 Tb/in² and data rates beyond 1 Gb/s. *IEEE Trans. Magn.*, Woodbury, v. 38, n. 6, p. 3675, November 2002.
- 132 GAO, K.-Z. Transition jitter estimates in tilted and conventional perpendicular magnetic recording media at 1 Tb/in². *IEEE Trans. Magn.*, Woodbury, v. 39, n. 2, p. 704, March 2003.
- 133 DIJKEN, S. V.; COEY, J. M. D. Magnetoresistance sensor with an out-of-plane magnetized sensing layer. *Appl. Phys. Lett.*, Melville, v. 87, p. 022504, 2005.
- 134 KRISHNAN, R.; PORTE, M.; TESSIER, M. Anisotropy and magneto-optical studies in evaporated Co/Pt multilayer. *IEEE Trans. Magn.*, Woodbury, v. 26, n. 5, p. 2727, September 1990.
- 135 SANDERS, D. The magnetic anisotropy and spin reorientation of nanostructures and nanoscale films. *J. Phys. Condens. Matter*, Bristol, v. 16, p. R603–R636, 2004.
- 136 CHEN, Y.-T. et al. Exchange biasing observed in the Co/Ir₂₀Mn₈₀ system. *J. All. Comp.*, Woodbury, v. 448, p. 59–63, 2008.
- 137 PARRATT, L. G. Surface studies of solids by total reflection of X-ray. *Phys. Rev.*, Woodbury, v. 95, n. 2, p. 359, July 1954.
- 138 KANAK, J.; STOBIESCKI, T.; DJIKEN, S. van. Influence of interface roughness, film texture, and magnetic anisotropy on exchange bias in [Pt/Co]₃/IrMn and IrMn/[Co/Pt]₃ multilayers. *IEEE Trans. Magn.*, Woodbury, v. 44, n. 2, p. 238, February 2008.

- 139 LIU, H.-R. et al. The optimization of Ta buffer layer in magnetron sputtering IrMn top spinvalve. *Thin Solid Films*, Amsterdam, v. 441, p. 111–114, 2003.
- 140 BAE, S. et al. Effects of initial layer surface roughness on GMR performance of Si/Cu/NiFe/Cu/Co/Cu/NiFe dual spin-valves for MRAM. *IEEE Trans. Magn.*, Woodbury, v. 36, n. 5, p. 2850, September 2000.
- 141 WISNIOWSKI, P. et al. Influence of buffer layer texture on magnetic and electrical properties of IrMn spin valve magnetic tunnel junctions. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 100, p. 013906, 2006.
- 142 PAKALA, M. et al. Effect on underlayer roughness, grain size, and crystal texture on exchange coupled IrMn/CoFe thin films. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 87, n. 9, p. 6653, May 2000.
- 143 ZHAO, H. W. et al. Effect of the Cu capping layer on the magnetic anisotropy of Ni/Cu(100). *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 66, p. 104402, 2002.
- 144 CHEN, F. C. et al. Ag-induced spin-reorientation transition of Co ultrathin films on Pt(111). *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 66, p. 184417, 2002.
- 145 PARK, S.; LEE, S.; FALCO, C. M. Modification of the perpendicular magnetic anisotropy of ultrathin Co films due to the presence of overlayers. *J. Appl. Phys.*, Melville, v. 91, n. 10, p. 8141, May 2002.
- 146 LI, K. et al. Effect of capping layer on interlayer coupling in synthetic spin valves. *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 71, p. 014436, 2005.