

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Luana Carina Benetti

**TRANSFERÊNCIA DE TORQUE POR CORRENTE
POLARIZADA EM SPIN ATRAVÉS DE PONTAS DE CONTATO***

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Catarina, para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Alexandre Da Cas Viegas

Co-orientador: Prof. Dr. André Avelino Pasa

Florianópolis – SC
2012

* Trabalho financiado pela Coordenação de Aperfeiçoamento Pessoal de Nível Superior (CAPES) e Conselho Nacional de Desenvolvimento Tecnológico (CNPQ).

Catálogo na fonte elaborada pela biblioteca da
Universidade Federal de Santa Catarina

B465t Benetti, Luana Carina

Transferência de torque por corrente polarizada em spin
através de pontas de contato [dissertação] / Luana Carina
Benetti ; orientador, Alexandre Da Cas Viegas. -
Florianópolis, SC, 2012.

97 p.: il., grafs., tabs.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa
Catarina, Centro de Ciências Físicas e Matemáticas. Programa
de Pós-Graduação em Física.

Inclui referências

1. Física. 2. Polarização (Eletricidade). 3. Magnetização.
I. Viegas, Alexandre da Cas. II. Universidade Federal de Santa
Catarina. Programa de Pós-Graduação em Física. III. Título.

CDU 53

Luana Carina Benetti

**TRANSFERÊNCIA DE TORQUE POR CORRENTE
POLARIZADA EM SPIN ATRAVÉS DE PONTAS DE CONTATO**

Esta Dissertação foi julgada adequada para obtenção do Título de **MESTRE EM FÍSICA**, na área de concentração **Física da Matéria Condensada**, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Física

Florianópolis, 21 de março de 2012

Prof. Dr. Alexandre Da Cas Viegas
(UFSC – Orientador)

Prof., Dr. Luis Guilherme de Carvalho Rego
(FSC/UFSC – Coordenador do Programa)

Prof. Dr. Alexandre Da Cas Viegas,
(UFSC – Presidente)

Prof. Dr. Rubem Luis Sommer
(CBPF/RJ)

Prof. Dr. Márcio Santos
(FSC/UFSC)

Prof. Dr. Lúcio Sartori Farenzena
(FSC/UFSC)

AGRADECIMENTOS

Não posso deixar de agradecer às pessoas importantes na minha vida durante este período e que contribuíram direta ou indiretamente para a realização deste trabalho.

Gostaria de agradecer ao Prof. Dr. Alexandre Da Cas Viegas pela confiança em mim depositada, orientação, pelas discussões, infinita paciência e é claro, pela amizade.

Ao Prof. Dr. André Avelino Pasa, não apenas pela co-orientação, mas principalmente por ter me acolhido em seu laboratório e ter oportunizado a realização deste trabalho.

A todos os colegas do LFFS, em especial a mulherada, pelas discussões e auxílios, pelos cafezinhos e muitas risadas.

A minha família, mãe Leoni, pai Vilmar, irmãos Beatris e Vilmar, pelo apoio e incentivo, mesmo que de longe.

Em especial ao meu amor Fabrício, companheiro, amigo de todas as horas, pelo constante incentivo e paciência, pelas sugestões e discussões acerca deste trabalho, pelo carinho e compreensão, estando sempre presente nos momentos especiais da minha vida.

Prof. Kelly Sossmeier, pelo auxílio na produção das amostras.

Agradeço as outras instituições: LCN-UFRGS, LAM-UFRGS, LCME-UFSC, LDRX-UFSC e LMCMM-UFSC, pelos recursos experimentais disponibilizados.

A coordenação e secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física, pelos inúmeros auxílios.

A CAPES e CNPQ pelo suporte financeiro.

A todos que contribuíram de alguma forma para realização deste trabalho, muito obrigado!

RESUMO

A possibilidade de controlar a magnetização, a partir de uma corrente polarizada em spin, foi prevista por Slonkzewsky e Berger em 1996. Ao atravessar uma camada ferromagnética a corrente se torna polarizada em spin. Ao ser injetada em outra camada ferromagnética, a interação entre a corrente polarizada e os momentos magnéticos do material pode exercer um torque sob a magnetização local. Dependendo da densidade da corrente, de sua polarização e do campo magnético aplicado, o torque pode causar tanto a precessão, quanto a reorientação da magnetização. Experimentalmente este efeito pode ser observado em válvulas de spin através de medidas magnetorresistivas, onde uma alta densidade de corrente flui perpendicular ao plano da amostra. Neste trabalho investigou-se a produção e caracterização de válvulas de spin, a fim de estudar o fenômeno de transferência de torque via pontas de contato. Filmes de IrMn(10nm)/Co(15nm)/Cu(x_{Cu} nm)/Co(15nm), onde $x_{Cu} = 2, 5, 8, 11$ foram produzidos por sputtering sobre substratos de Si(100) na presença de campo magnético de 130 Oe paralelo ao plano da amostra. A espessura da camada de cobre foi variada, pois esta que define o tipo de acoplamento e a orientação relativa entre as duas camadas ferromagnéticas. Além disso, o IrMn foi utilizado para “prender” magneticamente a primeira camada ferromagnética de cobalto, que é responsável por polarizar a corrente que será injetada na segunda camada ferromagnética. Pontas de contato foram produzidas por eletropolimento e observadas por MEV, esta técnica apresentou boa reprodutibilidade e obtendo pontas com diâmetros médios de 400 nm. Difração e refletividade de raios-X foram aplicadas para caracterização estrutural, determinação das espessuras e rugosidade das camadas dos filmes. Medidas de MAV e magnetoresistência foram realizadas para a caracterização magnética dos filmes, onde foi observado magneto resistência gigante para $x_{Cu} \geq 8$ nm. Para verificar o efeito de spin-torque foram realizadas medidas elétricas, utilizando as pontas de contato produzidas anteriormente. Foi possível observar uma variedade de efeitos correlacionados aos fenômenos de spin-torque e a outros fenômenos. A otimização do sistema de medidas elétricas foi buscado continuamente, na tentativa de minimizar os fatores que influenciavam negativamente e muito se conseguiu avançar também nesse aspecto.

Palavras-chaves: Transferência torque. Ponta de contato. Corrente polarizada em spin.

ABSTRACT

The possibility of controlling the magnetization from a spin polarized current, was provided by Slonkzewsky and Berger in 1996. Passing a current through a ferromagnetic layer, this current becomes spin polarized. If this current is injected into another ferromagnetic layer, the interaction between this polarized current and the magnetic moments of the material can exert a torque on the magnetization location. Depending on the current density of its polarization and the applied magnetic field, the torque can induce the precession or reorientation of magnetization. Experimentally this can be observed in spin valves through magnetoresistive measurements where a high density current, flows perpendicular to the plane of the sample. In this study we investigated the production and characterization of spin valves, with the aim of studying the phenomenon of transfer of torque through contact tips. Films IrMn (10nm) / Co (15nm) / Cu (x_{Cu} nm) / Co (15nm), where $x_{Cu} = 2, 5, 8, 11$, were produced by sputtering on Si (100) in the presence of magnetic field 130 Oe applied parallel to the plane of the sample. The thickness of copper layer was varied, as it is this which defines the type of coupling and relative orientation between the two ferromagnetic layers. In addition, the IrMn was used in order to "hold" the first ferromagnetic layer magnetically cobalt, which is responsible for polarizing the current that is injected into the second ferromagnetic layer. Contact tips were produced by electropolishing and observed by scanning electron microscopy. This technique showed good reproducibility and allowed to obtain tips with average diameters of 400 nm. Diffraction X-rays reflectivity measure are applied for structural characterization, determination of the thickness and roughness of the layers of the films. Measurements vibrating sample magnetometry and magnetoresistance, were performed for the characterization of magnetic films, which was observed giant magnetoresistance $x_{Cu} \geq 8$ nm. In order to verify the effect of spin-torque electrical measurements were performed using the tips previously produced. It was possible to observe a variety of effects related to spin-torque and other phenomena. The optimization of the electrical measurements was sought continuously in an attempt to improve the data quality and much has been achieved in this aspect.

Keywords: Transfer torque. Point contact. Spin polarized current.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1: Densidade de estados das bandas 3d e 4s [9].....	20
Figura 1.2: Dependência da magnetização com a temperatura, para os ferromagnéticos Ni, Co, Fe [10].....	21
Figura 1.3: Origem da interação de troca. As direções dos spins dependem da função de onda dos elétrons dos íons vizinhos [11].	23
Figura 1.4: Representação esquemática da Curva de Bethe-Slater [9]..	24
Figura 1.5: Esquema do campo desmagnetizante, H_d na direção oposta a magnetização de saturação M_s , devido à aplicação de um campo externo H	25
Figura 1.6: Magnetização de monocristais de Fe, Ni e Co [10].	27
Figura 1.7: Diagrama esquemático, mostrando o descasamento dos parâmetros de rede no regime incoerente [13].	29
Figura 1.8: Diagrama esquemático das configurações de spin de um sistema AFM/FM segundo o modelo intuitivo de EB [14].	31
Figura 1.9: Magnetorresistência Gigante em multicamadas de Fe/Cr [15].	32
Figura 1.10: Figura esquemática de uma válvula de spin que apresenta MRG. A resistência é máxima se a magnetização de FM1 e FM2 for antiparalela e mínima para a configuração paralela.	33
Figura 1.11: a) Representação das bandas de energia para os orbitais s e d para um metal não magnético e em b) para um ferromagnético.	33
Figura 1.12: Resistividade equivalente para orientação paralela e antiparalela entre duas camadas magnéticas. Representação da resistividade por um modelo de associação de resistores série/paralelo [17].	35
Figura 1.13: Oscilação da energia de acoplamento entre camadas em função da espessura para o sistema NiCo/Ru/NiCo [16].	36
Figura 1.14: Figura esquemática do torque agindo sobre a camada FM2.	38
Figura 1.15: Medida magnetorresistiva de um nanopilar Co(2,5)/Cu(10)/Co(15) nm, evidenciando a reversão da magnetização com e sem campo aplicado [25].	40

Figura 1.16: Intensidade do sinal de radiofrequência emitido devido a precessão ferromagnética, em função da frequência para diversas correntes aplicadas [1].	40
Figura 1.17: Movimento de precessão da magnetização a) sem amortecimento b) com amortecimento.....	42
Figura 1.18: Variação temporal da magnetização com o termo de transferência de spin.	44
Figura 1.19: Modelo de diagramas de fase para uma válvula de spin Cu(80 nm)/ Co(40 nm)/Cu(x_{Cu})/ Co(3 nm)/Cu(10 nm). À esquerda: T=3K; no meio: T=300K e a direita: T=3000K. O diagrama identifica as possíveis orientações da magnetização para o sistema [30].....	45
Figura 2.1: Representação da difração de raios-X, segundo a lei de Bragg [36]......	48
Figura 2.2: Reflexão de raios-X em um filme de espessura d sobre um substrato. A diferença de caminho entre os feixes refletidos causam padrões de interferência.	51
Figura 2.3: Reflectograma esquemático [41]......	52
Figura 2.4: Diagrama ilustrando as interações e a profundidade em que elas ocorrem [43].	53
Figura 2.5: Detalhe do porta amostra e bobinas sensoras do magnetômetro de amostra vibrante.	55
Figura 2.6: Configuração longitudinal e transversal de medidas de MR.	56
Figura 2.7: Esquema da montagem experimental das medidas de magnetorresistência.....	57
Figura 2.8: Esquema experimental para medidas elétricas.	58
Figura 3.1: Diagrama esquemático da câmara de <i>sputtering</i>	62
Figura 3.2: Figura esquemática da estrutura das amostras, onde x_{Cu} = 2, 5, 8 e 11 nm.....	63
Figura 3.3: (a) Figura esquemática da célula eletroquímica, com o fio de tungstênio (anodo) e anel de platina (catodo) em solução eletrolítica de NaOH. (b) Esquema do processo de corrosão, evidenciando o fluxo do tungstato para a parte inferior da solução.	65

Figura 3.4: Curvas de corrente típicas do processo de corrosão eletroquímica para solução de 1M de NaOH e potenciais de 2V (verde) e 4V (vermelho).	67
Figura 3.5: Micrografias de pontas eletropolidas com solução de 2M de NaOH e potencial de 2V.....	68
Figura 4.1: Difratograma para as amostras Ta(10)/Ru(20)/IrMn(10)/Co(15)/Cu(x_{Cu})/Co(15)/Ru(2) nm, com x_{Cu} = 2, 5, 8 e 11 nm.....	70
Figura 4.2: Reflectograma das amostras de Ta(10)/Ru(20)/IrMn(10)/Co(15)/Cu(x_{Cu})/Co(15)/Ru(2) nm, com x_{Cu} = 2, 5, 8 e 11 nm.....	71
Figura 4.3: Reflectograma da amostra Ta(10)/Ru(20)/IrMn(10)/Co(15)/Cu(2)/ Co(15)/Ru(2) nm. Os símbolos (círculos abertos) representam os dados experimentais, enquanto que a linha vermelha, é o ajuste usando o software <i>WinGixa</i>	72
Figura 4.4: Curva típica de uma válvula de spin com campo aplicado ao longo do eixo de fácil magnetização.	74
Figura 4.5: Curvas de histerese das amostras para diferentes espessuras de cobre (x_{Cu} = 2, 5, 8 e 11nm). As curvas em preto correspondem a $\theta_H = 0^\circ$ e as em vermelho $\theta_H = 90^\circ$	75
Figura 4.6: Curva de histerese da amostra com x_{Cu} =5 nm, para os ângulos $\theta_H= 0, 30, 60, 90, 150$ e 180 graus.....	76
Figura 4.7: Curva de histerese da amostra com x_{Cu} =5 nm, para os ângulos $\theta_H= 0, 30, 60, 90, 150$ e 180 graus.	77
Figura 4.8: Curva de histerese da amostra com x_{Cu} =8 nm, para os ângulos $\theta_H= 0, 30, 60, 90, 150$ e 180 graus.	78
Figura 4.9 Curva de histerese da amostra com x_{Cu} =8 nm, para os ângulos $\theta_H= 0, 30, 60, 90, 150$ e 180 graus.	78
Figura 4.10: H_{EB}^{bot} e H_{EB}^{top} em função da espessura do cobre (x_{Cu}).....	80
Figura 4.11: Medidas de magnetorresistência das amostras com x_{Cu} = 2, 5, 8 e 11 nm, nos modos transversal e longitudinal.....	81
Figura 4.12: Resistência relativa em função da espessura do cobre (x_{Cu}) para as configurações longitudinal e transversal.	82
Figura 4.13: Medidas magnetoresistivas para a amostra x_{Cu} =2nm. Em a) medida com campo externo de ~ 70 Oe, em b) media sem campo e com	

saturação inicial do sistema.....	83
Figura 4.14: Amostra $x_{Cu}=5nm$ a) medida com campo constante de ~ 50 Oe, variações de resistência na ordem de 0,2%, apresenta ainda ruídos e histerese. b) Sensibilidade da amostra há variação do campo.....	84
Figura 4.15: Amostra $x_{Cu}=8nm$. (a) medida sem campo e sem saturação inicial, variações de resistência em 3mA na ordem de 0,8% e em -4mA, na ordem de 3%, além de vários ruídos ao longo da medida. (b) medida com campo de ~ 50 Oe. Grande variação de resistência em 16,5mA....	85
Figura 4.16: Amostra $x_{Cu}=8nm$. (a) medida com campo negativo (-20 Oe) e sem saturação inicial, variações de resistência em -7,2mA na ordem de 0,3% e em -3,3mA, na ordem de 0,7%, além de vários ruídos ao longo da medida. (b) medida com campo positivo de ~ 20 Oe e sem saturação inicial, variações de resistência em -7,5, -6,5mA e 3,1mA, na ordem de 0,3%.....	86
Figura 4.17: Medida de variação da resistência em função do campo e corrente aplicado.....	88
Figura 4.18: Evolução da componente x da magnetização em função do tempo para pulsos de corrente com diferentes intensidades.	89
Figura 4.19: Evolução das componente a) x e b) z da magnetização em função do tempo para pulsos de corrente com diferentes intensidades.	90

LISTA DE SIGLAS E ABREVIACOES

H_{EB}^{bot}	Campo de <i>Exchange Bias</i> da fase <i>botton-pinned</i>
H_{EB}^{top}	Campo de <i>Exchange Bias</i> da fase <i>top-free</i>
θ_H	Ângulo do campo externo aplicado
ΔR	Variação da Resistência
AFM	Antiferromagnético
CPP	Corrente Perpendicular ao Plano
DRX	Difração de Raios-X
ERe	Elétrons Retroespalhados
ES	Elétrons Secundários
FM	Ferromagnético
ICDD	<i>International Centre for Diffraction Data</i>
LCME	Laboratório Central de Microscopia Eletrônica
LCN	Laboratório de Conformação Nanométrica
LDRX	Laboratório de Difração de Raios-X
LLGS	<i>Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonckzewski</i>
LMM	Laboratório Multiusuário de Caracterização Magnética de Materiais
MAV	Magnetômetro de Amostra Vibrante
MEV	Microscopia Eletrônica de Varredura
MR	Magnetorresistência
MRG	Magnetorresistência Gigante
M_s	Magnetização de Saturação
NM	Não Magnético
RKKY	<i>Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida</i>
RRX	Refletividade de Raios-X
STM	<i>Scanning Tunneling Microscope</i>
x_{Cu}	Espessura da camada de cobre

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS.....	V
RESUMO	VII
ABSTRACT.....	IX
LISTA DE ILUSTRAÇÕES	XI
SUMÁRIO	15
INTRODUÇÃO.....	17
1. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	19
1.1 Origem do momento magnético	19
1.2 Ordem magnética, ferromagnetismo e antiferromagnetismo.....	20
1.3 Anisotropias Magnéticas	24
1.3.1 Anisotropia de Forma.....	25
1.3.2 Anisotropia Magnetocristalina	26
1.3.3 Anisotropia Magnetoelástica.....	28
1.3.4 Exchange Bias.....	29
1.4 Magnetorresistência.....	31
1.4.1 Magnetorresistência Gigante.....	32
1.5 Polarização de corrente em spin	36
1.6 Fenomenologia de transferência de torque.....	37
1.6.1 Dinâmica da Magnetização	41
2. TÉCNICAS DE CARACTERIZAÇÃO.....	47
2.1 Difração de Raios-X.....	47
2.2 Refletividade de Raios-X	49
2.3 Microscopia Eletrônica de Varredura	53
2.4 Magnetometria de Amostra Vibrante.....	54
2.5 Magnetorresistência.....	56
2.6 Medidas elétricas (i vs v).....	57
3. PREPARAÇÃO DAS AMOSTRAS E PONTAS DE CONTATO .	60
3.1 Filmes.....	61
3.2 Pontas de Contato.....	64
4. RESULTADOS E DISCUSSÕES	69

4.1	Caracterização estrutural	69
4.1.1	Difração de Raios-X	69
4.1.2	Refletividade de Raios-X	71
4.2	Caracterização Magnética.....	73
4.2.1	Medidas de Magnetização	73
4.2.2	Medidas de Magnetorresistência	80
4.2.3	Medidas elétricas (<i>i vs v</i>)	82
4.3	Simulação	88
5.	CONCLUSÕES	91
5.1	Perspectivas	92
6.	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	94

INTRODUÇÃO

Os sistemas magnéticos participam significativamente em diversas aplicações tecnológicas. Uma delas é de grande importância no armazenamento de dados em discos rígidos de computadores. O armazenamento se torna possível devido ao caráter ferromagnético de alguns materiais, que apresentam magnetização espontânea a temperatura ambiente e conservam esta magnetização (especificamente para temperaturas menores que a temperatura de Curie). Assim, pode-se utilizar um campo magnético para manipular a magnetização de um sistema, e posteriormente realizar uma medida que identifique os diferentes estados magnéticos, em geral uma medida de magnetorresistência. Neste caso a informação armazenada está associada à orientação da magnetização. Este é um dos princípios de funcionamento das memórias magnéticas de acesso aleatório (MRAMs).

A necessidade de dispositivos cada vez mais rápidos, para processamento de dados, fez com que houvesse uma redução do tamanho de dispositivos eletrônicos básicos e uma intensificação das pesquisas no sentido de utilizar o *spin* do elétron para o controle, armazenagem e processamento de dados [1].

Em 1996, previsões teóricas de Slonczewsky [2] e Berger [3] sugerem a possibilidade de se obter a inversão da magnetização pela passagem de uma corrente elétrica polarizada em spin. Este efeito ficou conhecido como efeito de transferência de torque e ocorre devido à passagem de corrente polarizada em spin através de um material ferromagnético. A interação entre esta corrente polarizada e os momentos magnéticos do material produzirá um torque que age sobre a magnetização local, resultando na sua inversão ou precessão (com frequências na ordem de GHz) [1].

O efeito de transferência de torque possibilita o controle da magnetização sem o uso de campos magnéticos. Além disso, o efeito

ocorre em escalas nanométricas e em tempos de nano segundos, sendo de grande potencial para aplicações em memórias magnéticas, MRAMs [4]. Assim, a informação armazenada pode ser modificada pela injeção de corrente spin polarizada [5], em um sistema tipo válvula de spin, dispensando a aplicação de campo magnético localizado na região da célula de memória, simplificando muito o projeto e o desempenho de memórias magnéticas.

Para se produzir o efeito de reversão por transferência de torque, observa-se que a densidade de corrente deve ser relativamente grande, da ordem de 10^7 A/cm^2 . Por isso, o efeito tem sido observado somente em dispositivos nanoscópicos, como nanopilares [6], nanofios [7] ou em filmes nanoestruturados contínuos onde os pontos de contatos para injeção de corrente são nanométricos [8]. Outra característica interessante é que os sistemas adequados para polarizar a corrente e que manifestam o efeito de transferência de torque, também apresentam magnetoresistência gigante (MRG), o que permite a detecção do efeito por uma simples medida de corrente *versus* tensão.

Esta dissertação teve como objetivo a validação do método de inversão magnética por transferência de torque usando o método de ponta de contato, bem como a produção de um sistema que apresentasse uma alta magnetorresistência, a fim de evidenciar o efeito de transferência de torque. Optou-se pelo estudo através de pontas de contato, pela relativa facilidade de fabricação e montagem do sistema, uma vez que não é necessário o uso de equipamentos ainda pouco disponíveis no Brasil para procedimentos de nanolitografia. O sistema Co/Cu/Co foi escolhido, por ser um sistema bastante conhecido, havendo vários trabalhos publicados. Os comportamentos magnéticos e magnetorresistivos do sistema Co/Cu/Co também são investigados em função da espessura do cobre, através de várias técnicas de caracterização. A dissertação descreve ainda a produção e caracterização das pontas de contato utilizadas nas medidas magnetorresistivas, procedimentos usados nas medidas e os resultados obtidos.

1. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

1.1 Origem do momento magnético

Os momentos magnéticos tem origem no movimento orbital e de spin dos elétrons. Classicamente podemos pensar no movimento orbital como sendo laços de correntes aos quais há um momento magnético angular associado. O momento magnético de spin pode ser interpretado como o resultado da rotação do elétron em torno de si mesmo [9,10]. Portanto o momento magnético está relacionado aos estados de momento angular total do material.

Para maioria dos elementos da tabela periódica as ligações ocorrem via perda ou ganho de elétrons dos átomos, de forma que todos os níveis de energia são preenchidos. Os níveis preenchidos não contribuem para o momento magnético, pois os pares de spin *up* e *down* estão completos e se anulam. Contudo, isto não ocorre para os elementos de transição do ferro, que têm a camada 3d incompleta (mesmo com elétrons na camada 4s), Figura 1.1. Quando os átomos se aproximam para formar um sólido, as posições dos níveis de energia são modificadas, devido ao princípio de exclusão de Pauli, e consequentemente a “forma” da banda é alterada.

Supondo um átomo com um elétron em um determinado nível, ao unir 10 átomos para formar um sólido, este nível é dividido em 10 subníveis. Os 5 subníveis inferiores irão conter dois elétrons cada, sendo os pares completos e portanto, não há contribuição para o momento magnético. Contudo, se um dos elétrons inverter sua orientação de spin, haverá um desequilíbrio de 2 elétrons no momento magnético, por átomo. Assim o momento magnético por átomo pode ser escrito como um desequilíbrio do número de estados *up* (n^\uparrow) e *down* (n^\downarrow):

$$\mu_m = (n^\uparrow - n^\downarrow)\mu_B \quad (1.1)$$

onde μ_B é o magnéton de Bohr.

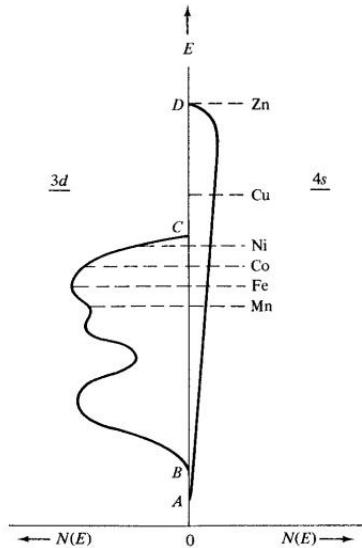


Figura 1.1: Densidade de estados das bandas 3d e 4s [9].

1.2 Ordem magnética, ferromagnetismo e antiferromagnetismo

Os momentos angular orbital e de spin estão acoplados via interação spin orbita. A natureza das interações entre os momentos magnéticos em um sólido dão origem as chamadas ordens magnéticas. Há uma variedade de ordens magnéticas, no entanto, daremos ênfase ao ferromagnetismo e antiferromagnetismo, ordens estas que envolvem os fenômenos de spin torque e Exchange bias nos filmes estudados.

Em magnetismo os materiais são classificados de acordo com o seu comportamento magnético devido ao campo aplicado e/ou temperatura. A medida deste comportamento é a magnetização \mathbf{M} , que é definida como sendo a medida do momento magnético por unidade de volume. Alguns materiais apresentam magnetização espontânea, sem a necessidade de aplicação de um campo magnético. Estes materiais são chamados *ferromagnéticos*, característica essa verificada nos metais de

elementos do grupo de transição do ferro.

Quando submetidos a um campo magnético externo suficientemente intenso os materiais ferromagnéticos (FM) tendem a aumentar sua magnetização até um valor máximo, definido como magnetização de saturação M_s . Pierre Curie verificou, no final do século XIX, uma dependência da magnetização em função da temperatura, tendendo a diminuir com o seu aumento e tornando-se nula acima de um valor crítico, chamado de temperatura de Curie T_c . A Figura 1.2 mostra essa dependência para os materiais Ni, Fe e Co. Para $T = 0$, os materiais apresentam máxima magnetização de saturação, devido à forte interação entre os momentos magnéticos vizinhos que tendem a se manter alinhados. À medida que a temperatura aumenta a energia térmica começa a competir com energia de ordenamento e a magnetização diminui até uma temperatura $T > T_c$, em que a agitação térmica predomina no processo e o material torna-se paramagnético, não apresentando mais ordenamento magnético, e então $M = 0$ [11].

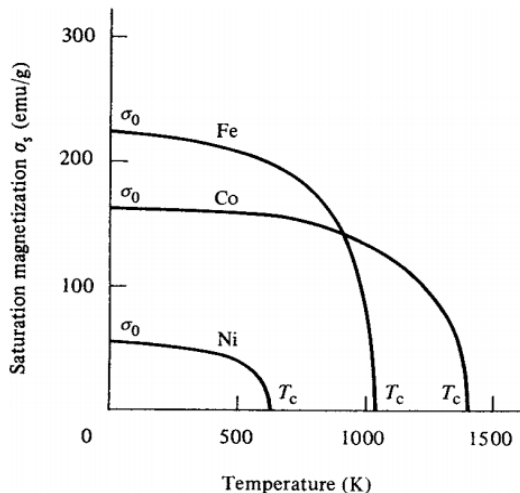


Figura 1.2: Dependência da magnetização com a temperatura, para os ferromagnéticos Ni, Co, Fe [10].

A primeira tentativa bem sucedida de explicar o ferromagnetismo

foi proposta por Weiss, no início do século XX, com seu modelo de campo molecular. Segundo esse modelo, em um material ferromagnético cada momento magnético sofre ação de um campo magnético interno criado pelos seus vizinhos, que tende a mantê-los alinhados. Este campo interno é proporcional à magnetização local, $\vec{H}_i = \lambda \vec{M}$. Se o campo interno for maior que da agitação térmica o material apresentará magnetização espontânea.

No entanto, alguns materiais que possuem ordem magnética, são encontrados desmagnetizados na natureza. Weiss supôs que o material fosse formado por regiões, em cada região o campo molecular mantém o ordenamento magnético, mas não implica que regiões distintas tenham o mesmo alinhamento. Assim as regiões podem se orientar de forma que o alinhamento (magnetização) resultante seja nulo. Essas regiões foram denominadas domínios magnéticos.

A origem física do campo molecular só foi realmente explicada com o advento da mecânica quântica, através da interação de troca (Exchange) de Heisenberg. Adotamos um caso simples como a união de dois átomos para formar a molécula de hidrogênio. Para cada par de átomos há forças atrativas e repulsivas dadas pela lei de Coulomb, há também outra força não-clássica que depende da orientação relativa dos spins dos dois elétrons [9]. Como os elétrons são férmions, o princípio de exclusão de Pauli implica que a função de onda total seja anti-simétrica. Como a função de onda total é dada pelo produto das funções de onda espacial e de estado de spin, quando a função de onda espacial for anti-simétrica os spins devem orientar-se paralelos para que a função de onda total seja anti-simétrica e vice versa [11]. A energia eletrostática total depende da distribuição espacial de carga elétrica, que é afetada pelos estados de spin.

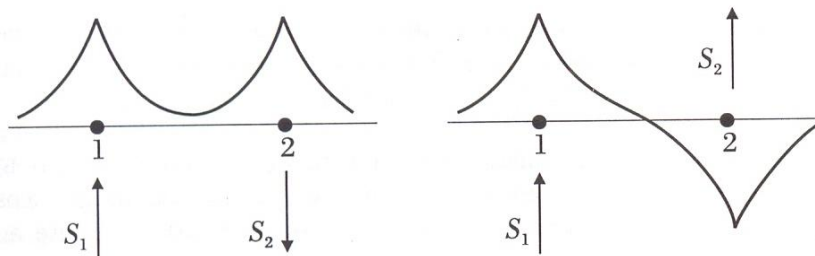


Figura 1.3: Origem da interação de troca. As direções dos spins dependem da função de onda dos elétrons dos íons vizinhos [11].

O termo “troca” vem do fato de que os elétrons são indistinguíveis e a possibilidade de que os dois elétrons troquem de lugar deve ser considerada. Sejam dois átomos i e j , com spins de momento angular de spin \vec{S}_i e \vec{S}_j , respectivamente, a energia de troca entre eles é dada por:

$$E_{ex} = -2J_{ex}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -2J_{ex}S_iS_j \cos \phi \quad (1.2)$$

onde J_{ex} é a integral de troca e ϕ é o ângulo entre as orientações de spin. A integral de troca define como estão acoplados os momentos magnéticos de spin, podendo ser considerados dois casos:

- ✓ Se $J_{ex} > 0$, E_{ex} será mínima quando a orientação entre os spins for paralela (**ferromagnetismo**),
- ✓ Se $J_{ex} < 0$, E_{ex} será mínima quando a orientação entre os spins for antiparalela (**antiferromagnetismo**).

Esta integral depende das distribuições eletrônicas e da distância entre os átomos. Como a interação coulombiana diminui com a distância, J_{ex} tende a zero à medida que os átomos se afastam. Este efeito é evidenciado na Figura 1.4, conhecida como curva de Bethe-Slater e mostra a variação da integral de troca em função da razão r_a/r_{3d} , onde r_a é o raio atômico e r_{3d} é o raio da camada eletrônica 3d. Nota-se que há um valor mínimo de r_a/r_{3d} a partir do qual a integral é positiva. Isto explica por que o Mn mesmo tendo momento magnético alto, não é ferromagnético, pois a razão r_a/r_{3d} é muito pequena e a integral J_{ex} é negativa.

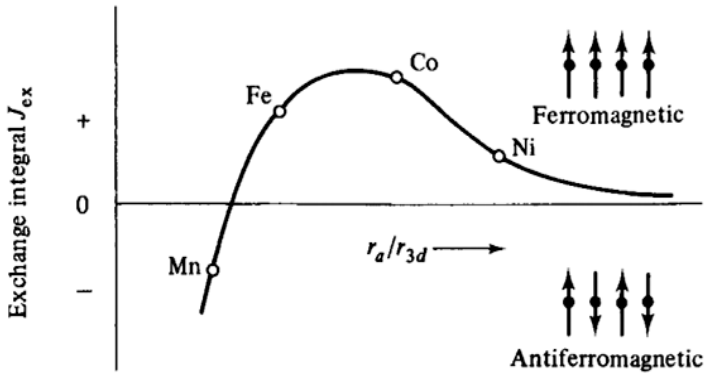


Figura 1.4: Representação esquemática da Curva de Bethe-Slater [9].

Os *ferromagnetos* possuem momentos magnéticos vizinhos que se alinham na mesma direção e sentido, enquanto nos *antiferromagnetos* o alinhamento ocorre na mesma direção, porém em sentido oposto. Os materiais antiferromagnéticos também possuem uma temperatura crítica acima da qual o comportamento magnético é paramagnético, denominada temperatura de Néel, T_N .

1.3 Anisotropias Magnéticas

Os materiais ferromagnéticos monocristalinos apresentam magnetização espontânea orientada ao longo de eixos preferenciais, na tentativa de minimização da energia do sistema, surgindo eixos de fácil e difícil magnetização. As propriedades magnéticas de uma amostra podem depender da direção em que são medidas, ou seja, podem apresentar anisotropia magnética, como no caso de um monocristal.

A anisotropia pode depender da forma do material, de sua estrutura cristalina, da superfície em filmes finos, entre outros fatores. Existem várias tipos de anisotropias que influenciam no comportamento magnético dos sistemas estudados, as anisotropias envolvidas neste trabalho são apresentadas a seguir.

1.3.1 Anisotropia de Forma

A Anisotropia de forma é observada em sistemas que possuem pelo menos uma dimensão maior que as outras. Durante a magnetização deste material surgem momentos magnéticos descompensados (Figura 1.5), no contorno da amostra. Esses polos descompensados produzem um campo no interior da amostra que se opõe à magnetização do material, chamado de campo desmagnetizante, \vec{H}_d .

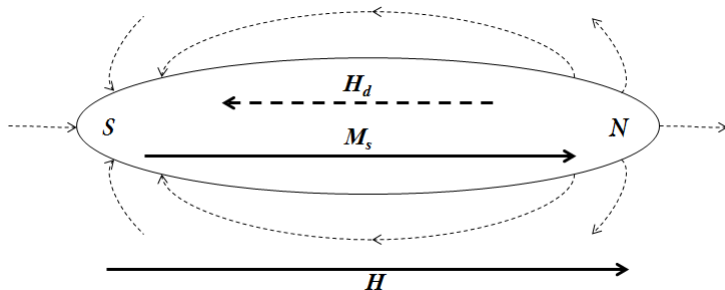


Figura 1.5: Esquema do campo desmagnetizante, H_d na direção oposta a magnetização de saturação M_s , devido à aplicação de um campo externo H .

A intensidade de H_d é proporcional a magnetização [9]:

$$\vec{H}_d = -\mathcal{N}_d \cdot \vec{M} \quad (1.3)$$

onde \mathcal{N}_d é o fator desmagnetizante nos eixos x, y e z, e depende da geometria do material. Se tomarmos uma amostra com a forma da Figura 1.5, aplicando um campo na direção perpendicular, teremos uma maior densidade de polos descompensados na superfície, por consequência a intensidade de H_d será maior, sendo mais difícil magnetizar a amostra ao longo deste eixo. A energia associada à anisotropia de forma é escrita como:

$$E_F = \frac{1}{2} \mathcal{N}_d M^2 \quad (1.4)$$

Em filmes finos uma das dimensões (espessura da ordem de nanômetros) é muito menor do que as outras. Neste caso, o fator desmagnetizante é aproximado para um esferoide oblato ou um disco

[9], onde $z \neq x = y$, com $\mathcal{N}_z = 4\pi$ e $\mathcal{N}_x = \mathcal{N}_y \approx \pi^2/r$, sendo r a razão x/z . Como r é muito grande uma vez que z é da ordem de nanômetros, $\mathcal{N}_x = \mathcal{N}_y \sim 0$.

1.3.2 Anisotropia Magnetocristalina

A anisotropia magnetocristalina tem origem física no acoplamento spin-órbita e é uma propriedade intrínseca do material. Em materiais cristalinos, os momentos magnéticos orbitais estão fortemente acoplados a rede cristalina, possuindo orientações bem definidas. Existe uma interação entre os momentos orbitais e de spin (acoplamento spin-órbita), de forma que na ausência de campo externo, os spins mantêm-se orientados ao longo de determinadas direções, a fim de minimizar a energia de acoplamento. Se um campo externo for aplicado ao longo desta direção, a magnetização de saturação será atingida com menor campo. Enquanto que, se o campo for aplicado em qualquer outra direção, a interação spin-órbita tentará a se opor a reorientação dos spins, sendo necessário campos mais intensos para que a magnetização de saturação seja alcançada. Dessa forma, dependendo da estrutura cristalina a magnetização ocorrerá mais facilmente em algumas direções do que em outras.

Se analisarmos curvas de histerese de alguns materiais ferromagnéticos monocristalinos, percebemos uma dependência da forma da curva com a direção em que foram medidas. Na Figura 1.6, observamos para o ferro, que possui uma estrutura cúbica de corpo centrado, o eixo de fácil magnetização está na direção $\langle 100 \rangle$, ao longo das arestas do cubo, enquanto que ao longo da diagonal está o eixo difícil, $\langle 111 \rangle$. O níquel que possui estrutura cúbica, porém de face centrada, tem seu eixo difícil ao longo das arestas do cubo, $\langle 100 \rangle$ e fácil ao longo da diagonal.

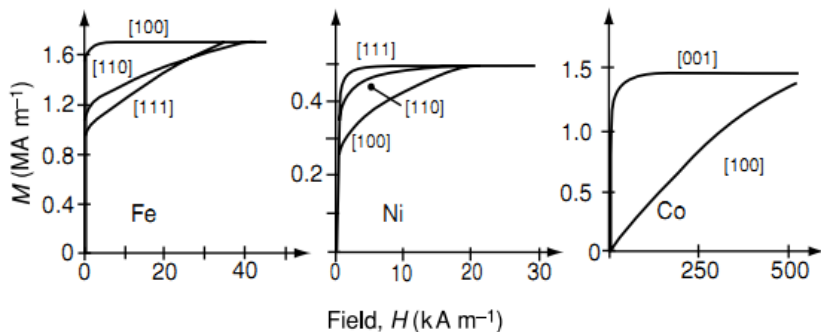


Figura 1.6: Magnetização de monocristais de Fe, Ni e Co [10].

A energia de anisotropia magnetocristalina é definida como a quantidade de energia que o cristal armazena, devido ao trabalho realizado pelo campo externo para reorientar os spins. No caso de cristais cúbicos, como o ferro e o níquel, a energia é definida como [10]:

$$E_{cub} = K_{1c}(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_{2c}(\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) + \dots \quad (1.5)$$

onde $\alpha_1 = \sin \vartheta_M \cos \varphi_M$, $\alpha_2 = \sin \vartheta_M \sin \varphi_M$, $\alpha_3 = \cos \vartheta_M$, e K_{1c} e K_{2c} , são constantes de anisotropia cúbica de primeira e segunda ordem, ϑ_M e φ_M são os ângulos entre \mathbf{M}_s e cada um dos eixos do cubo.

No caso de uma estrutura hexagonal como o cobalto, a energia é expressa em termos de senos quadrados do ângulo entre \mathbf{M}_s e o eixo c [10]:

$$E_{hex} = K_1 \sin^2 \varphi_M + K_2 \sin^4 \varphi_M + \dots \quad (1.6)$$

sendo K_1 e K_2 constantes de anisotropia de primeira e segunda ordem, respectivamente. A relação entre estas constantes define os eixos de fácil magnetização. Se K_1 e K_2 forem positivos a energia é mínima para $\varphi_M = 0^\circ$ e a direção fácil está ao longo do eixo c , e qualquer direção no plano basal é de difícil magnetização.

Se o cristal apresenta apenas um eixo de fácil magnetização, dizemos que ele possui uma anisotropia *uniaxial*, é o caso do cobalto, citado acima é o mais comum para a anisotropia magnetocristalina. Contudo, a anisotropia uniaxial também pode ser causada por anisotropias de forma e magnetoelástica, ou mesmo ser induzida por

processos após a fabricação da amostra, como tratamentos térmicos sob campo.

1.3.3 Anisotropia Magnetoelástica

A anisotropia magnetoelástica é consequência das tensões sobre um material ferromagnético. Essas tensões modificam a estrutura cristalina e causam variação na direção preferencial de magnetização. O efeito inverso também ocorre e é denominado magnetostricção. Ambos os efeitos são considerados magnetoelásticos.

Quando o material é elasticamente isotrópico, a energia associada a anisotropia magnetoelástica para um cristal cúbico é [9]:

$$E_{me} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \theta \quad (1.7)$$

onde λ_s é a magnetostricção (deformação linear) de saturação, σ é a tensão sobre o material e θ é o ângulo entre a magnetização de saturação e a tensão.

Na maioria dos casos e em especial em filmes finos, o efeito de tensão mais importante ocorre quando há diferença dos parâmetros de rede de materiais adjacentes. Quando um material é depositado sobre o outro surgem tensões devido à incompatibilidade dos parâmetros de rede e dois regimes podem ser definidos [12]:

- ✓ Coerente, quando a diferença é pequena até uma espessura crítica, uma das redes se acomoda sofrendo tensão enquanto a outra sofre compressão, tal que ambas assumem o mesmo parâmetro de rede.
- ✓ Incoerente, quando uma das camadas é maior que a espessura crítica, a minimização de energia é alcançada com o surgimento de discordâncias na rede.

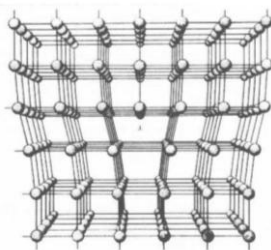


Figura 1.7: Diagrama esquemático, mostrando o descasamento dos parâmetros de rede no regime incoerente [13].

1.3.4 Exchange Bias

O fenômeno de *Exchange Bias* (EB), também conhecido como anisotropia de exchange, foi observado primeiramente por Meiklojohn e Bean (1956) em partículas de cobalto oxidadas.

A principal manifestação do fenômeno de exchange bias é o deslocamento em campo do laço de histerese em sistemas FM/AFM, conhecido como campo de exchange (H_{EB}). Este deslocamento é devido às interações de troca na interface entre os materiais FM-AFM, quando em contato atômico. O material AFM apresenta anisotropia mais forte que a do material FM. A energia de anisotropia magnética de exchange é definida como:

$$E_{ex} = J_{ex} \cos \beta \quad (1.8)$$

onde J_{ex} é a constante de integração de troca e β o ângulo entre os momentos FM e AFM na interface.

O deslocamento do ciclo de histerese do sistema FM/AFM é descrito fenomenologicamente a partir de um modelo intuitivo descrito por Nogués, considerando um filme AF/FM crescido sem campo magnético. Supondo que $T_c > T_N$ e que o sistema se encontre numa temperatura $T_c > T > T_N$, neste ponto o FM está orientado enquanto que AFM está no estado paramagnético,

Figura 1.8.a. Um campo externo é então aplicado de forma a orientar os spins da camada FM, e o sistema é resfriado em campo até

uma temperatura $T_N > T$, os spins interfaciais da camada AFM irão se alinhar paralelamente aos spins da camada FM, devido ao forte acoplamento de troca. Os demais spins da camada AFM irão se alinhar antiparalelamente, de forma que a magnetização líquida desta camada seja nula.

Na

Figura 1.8.b a magnetização está saturada na mesma direção dos momentos AFM interfaciais. O campo H é então reduzido até reverter sua direção. Os spins da camada FM tendem a se reorientar, enquanto que os da camada AFM permanecem inalterados, devido a sua forte anisotropia, estes por sua vez exercem um torque sobre os spins da camada FM, impedindo que estes se reorientem. Para que a inversão da magnetização ocorra é necessário um campo magnético mais intenso, capaz de vencer o torque AFM-FM (

Figura 1.8.c). Os momentos FM giram na direção do campo até que a saturação seja novamente atingida (

Figura 1.8. d). Ao reduzirmos o campo em intensidade, os spins da camada FM giram, antes mesmo do campo reverter sua direção, o torque dos spins AFM, agem agora de forma a facilitar a inversão e um campo menos intenso é necessário (

Figura 1.8.e). Como resultado desta interação tem um deslocamento do laço de histerese.

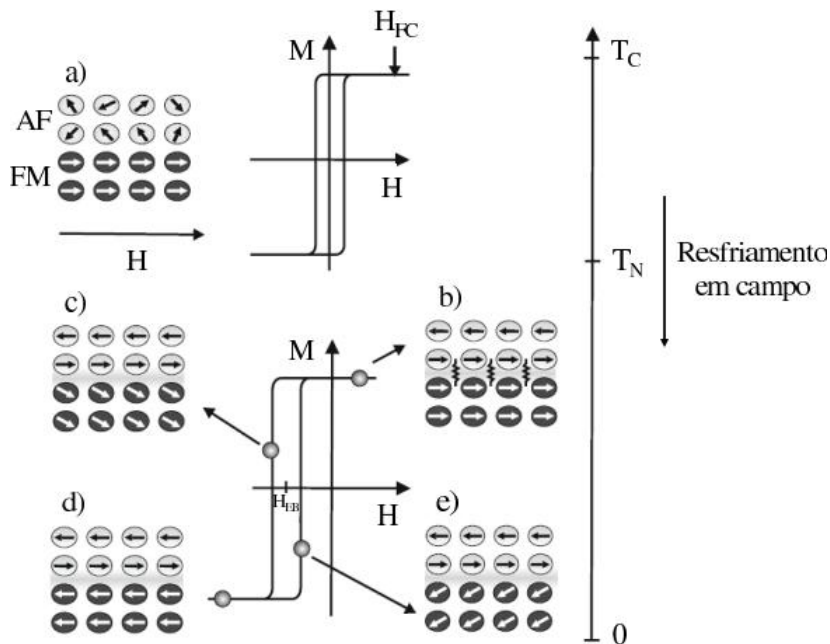


Figura 1.8: Diagrama esquemático das configurações de spin de um sistema AFM/FM segundo o modelo intuitivo de EB [14].

Quando a anisotropia da camada AFM não é tão intensa, é esperado um aumento da coercividade. Experimentalmente tem sido utilizado tratamento térmico e irradiação iônica na presença de campo magnético, a fim de aumentar a anisotropia AFM e modificar o EB.

1.4 Magnetorresistência

Magnetorresistência (MR) é o fenômeno no qual a resistência elétrica de um material ou sistema magnético é alterado devido à aplicação de um campo magnético. Existem vários tipos de magnetorresistência, dependendo da forma como o sistema responde ao campo. As principais são anisotrópica, túnel e de maior interesse para este trabalho a Magnetorresistência Gigante – MRG (do inglês *Giant Magnetoresistance* – GMR).

1.4.1 Magnetorresistência Gigante

Em 1989, Baibich [15] observou que multicamadas Fe/Cr submetidas a um campo magnético externo apresentavam variações na resistividade de até 100% (Figura 1.9). Estas variações apresentam uma forte dependência com a orientação das magnetizações (paralelo ou anti-paralelo) das camadas magnéticas. Este fenômeno ficou conhecido como Magnetorresistência Gigante e foi a primeira observação direta de um efeito relacionado ao transporte de spin. A observação deste efeito em diversos materiais levou à sua otimização e aplicação tecnológica.

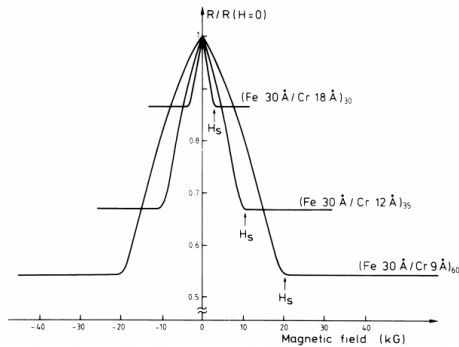


Figura 1.9: Magnetorresistência Gigante em multicamadas de Fe/Cr [15].

A MRG é assim denominada por apresentar grandes variações relativas de resistências, devido à variação de um campo magnético aplicado. Entende-se por variação relativa, a variação da resistência em relação à resistência para campo aplicado nulo:

$$\Delta R/R_0 = \frac{R(H) - R(H=0)}{R(H=0)} \quad (1.9)$$

A MRG pode ocorrer em sistemas nanoestruturados heterogêneos. Por exemplo, em uma tricamada, formada por um material ferromagnético, seguida de um material não magnético e uma terceira camada ferromagnética (FM1/NM/FM2). Esta estrutura conhecida como válvula de spin, está ilustrada na Figura 1.10.

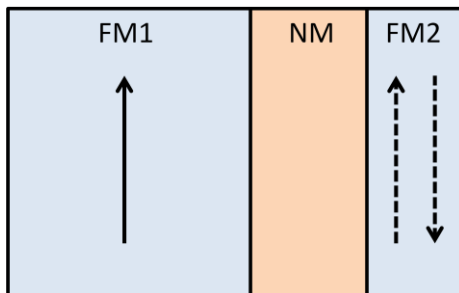


Figura 1.10: Figura esquemática de uma válvula de spin que apresenta MRG. A resistência é máxima se a magnetização de FM1 e FM2 for antiparalela e mínima para a configuração paralela.

O efeito de válvula de spin está relacionado à dependência da resistividade com a magnetização das camadas magnéticas. O termo “válvula” surge da possibilidade de alterar a resistividade controlando a orientação magnética das camadas adjacentes. Para uma orientação paralela a resistividade é menor que em uma orientação antiparalela entre as camadas magnéticas.

Nos materiais ferromagnéticos o transporte eletrônico depende do estado de spin dos elétrons de condução. Em um metal não magnético as bandas de energia são simétricas em relação à orientação de spin (Figura 1.11.a). Já no metal ferromagnético a densidade de estados para elétrons no estado *up* e *down* ao nível de Fermi não é necessariamente igual, e uma assimetria das bandas de energia faz com que haja mais spins *up* do que *down* (Figura 1.11.b).

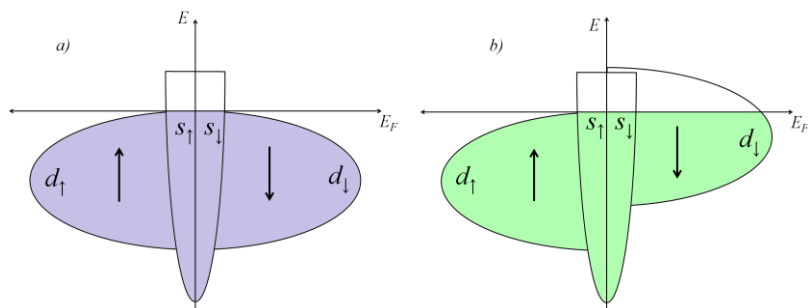


Figura 1.11: a) Representação das bandas de energia para os orbitais *s* e *d* para um metal não magnético e em b) para um ferromagnético.

A diferença de energia entre os estados eletrônicos de spin *up* e *down* causa diferenças na condutividade elétrica do sistema quando um campo magnético é aplicado. É possível associar dois canais de condução, um para cada estado de spin, com condutividades diferentes, como descreve o modelo de Mott de duas correntes [16]. Analisando novamente a Figura 1.11, percebemos que na interface NM/FM a densidade de estados para spin *up* são parecidas (obviamente esta é uma representação esquemática e há diferenças, pois a estrutura das bandas e energia de Fermi depende de cada material), enquanto que para os spins *down* a diferença é grande. Na junção NM/FM, geralmente ocorre uma equiparação dos potenciais químicos para spins majoritários, e não para minoritários, de forma que os elétrons deste canal sofrem um fraco espalhamento na interface. Enquanto que os elétrons do canal com spins minoritários encontram uma grande diferença de energia na interface, assim um grande número de elétrons serão espalhados, gerando zonas de acumulação de spin próximo a interface. Ou seja, uma corrente de spins majoritários encontra uma baixa resistência enquanto que a corrente de spins minoritários encontra uma alta resistência.

A orientação magnética de cada camada influencia no processo de espalhamento de spin para elétrons com diferentes estados de spin, como mostrado na Figura 1.12. São consideradas duas situações a fim de avaliar os efeitos do tipo de orientação entre as camadas FM1 e FM2 na resistividade:

- a) As camadas têm a mesma orientação magnética. Os elétrons com projeção de spin na mesma direção da magnetização serão fracamente espalhados e a resistividade equivalente é baixa. Já os elétrons com projeção de spin oposto à magnetização sofrerão maior espalhamento e a resistividade será maior.
- b) No caso em que as camadas ferromagnéticas têm orientação antiparalela entre si, os elétrons majoritários com projeção de spin paralela a magnetização da camada local responderão fracamente. Enquanto que os elétrons majoritários definem uma resistividade maior quando estiverem em uma região com magnetização antiparalela.

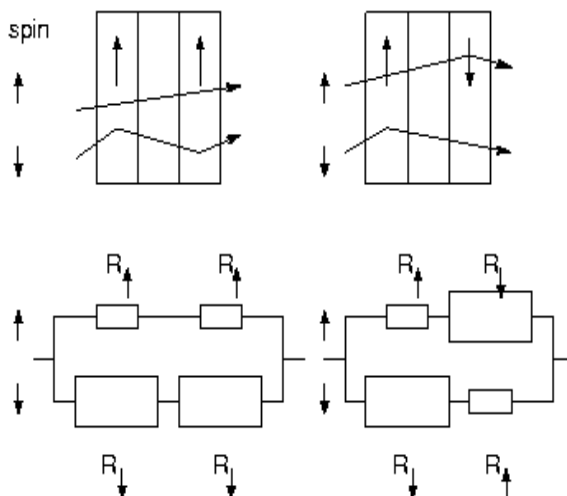


Figura 1.12: Resistividade equivalente para orientação paralela e antiparalela entre duas camadas magnéticas. Representação da resistividade por um modelo de associação de resistores série/paralelo [17].

A resistividade equivalente pode ser representada por um modelo de associação de resistores série/paralelo. Sendo R_{\downarrow} a resistividade associada ao canal de elétrons com orientação magnética contrária a da região em que se encontra e R_{\uparrow} a resistividade devido ao espalhamento do elétron com estado de spin antiparalelo à região que se encontra. A resistividade equivalente para uma configuração paralela $2R_{\downarrow}R_{\uparrow}/(R_{\uparrow} + R_{\downarrow})$ é sempre menor que na configuração antiparalela $(R_{\uparrow} + R_{\downarrow})/2$.

Como o efeito está diretamente ligado a eventos de espalhamento das interfaces e orientações das camadas ferromagnéticas adjacentes, algumas condições estruturais podem favorecer, ou não, o aparecimento da MRG, como a não uniformidade das espessuras e rugosidade das interfaces.

A espessura da camada não magnética pode determinar o tipo de acoplamento entre as camadas (ferro ou antiferromagnéticas) e já foi comentado que a resistência é maior quando o acoplamento é antiferromagnético. O aparecimento de “*pinholes*” (regiões de contatos entre as camadas) pode favorecer o acoplamento ferromagnético, que não é desejado. A espessura das camadas também pode favorecer

orientações intermediárias devido à interação de exchange entre camadas [16]. O acoplamento entre as camadas oscila em função da espessura da camada não magnética, trata-se de uma interação similar à interação RKKY, que se deve a impurezas magnéticas no metal, como mostra a Figura 1.13. Neste caso, o comprimento de oscilação é relativamente longo, ~ 16 nm, e decai em magnitude com a espessura L da camada NM, num fator de L^{-2} , enquanto que na interação RKKY o fator é de L^{-3} .

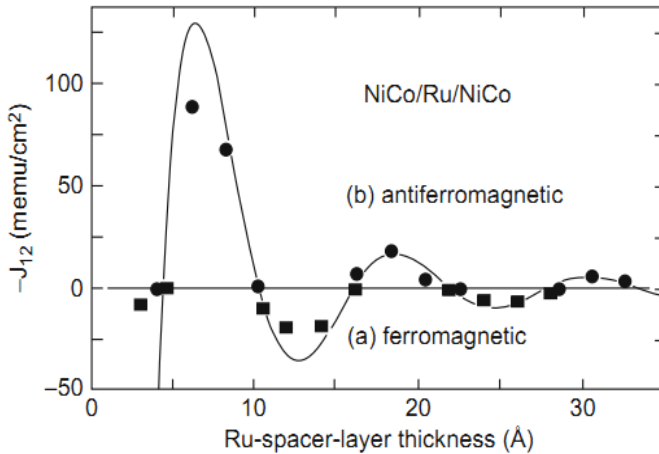


Figura 1.13: Oscilação da energia de acoplamento entre camada em função da espessura para o sistema NiCo/Ru/NiCo [16].

1.5 Polarização de corrente em spin

O processo de polarização da corrente ocorre na interface FM1/NM e pode ser explicado pela diferença de estados ao nível de Fermi (Figura 1.11). A diferença de condutividade para os spins *up* e *down* faz com que espalhamentos dependentes de spin ocorram na interface. Os elétrons com mesma orientação de spin da camada FM1 (spins majoritários) sofrem menos espalhamento na interface do que os elétrons com spin na direção contrária. Este espalhamento dependente

de spin gera uma acumulação de spins na região próxima a interface, que acabam se difundindo com o tempo. Os processos de espalhamento também causam efeitos de spin-flip, que é quando as interações mudam a orientação de spin. A distância entre dois eventos de spin-flip é chamado de comprimento de difusão de spin (λ_{spin}), que varia de 5 a 1000nm, dependendo do material [16].

A eficiência de polarização da corrente em spin é dada pela diferença entre as densidades de estado dos spins majoritários (n_+) e minoritários (n_-), ao nível de Fermi: $P = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}$ [18]. Alguns trabalhos na literatura reportam para Fe, Co e Ni uma polarização na ordem de 40 a 50% [19,20], sendo então os mais adequados para o desenvolvimento de dispositivos spintrônicos.

1.6 Fenomenologia de transferência de torque

As primeiras evidências dos efeitos de interação de correntes elétricas em sistemas magnéticos foram observadas por Berger [21,22], em 1978, através do estudo de movimento de paredes de domínios. Após a observação destes efeitos, Slonckzewski [2] e Berger [3] previram teoricamente o fenômeno de spin-torque, mostrando a possibilidade de controlar o estado da magnetização de um filme magnético através da interação entre a corrente spin-polarizada e a magnetização local. A passagem de corrente polarizada em spin em algumas estruturas ferromagnéticas particulares é capaz de criar uma transferência de momento angular de spin, na forma de um torque sobre a magnetização da mesma. Como resultado deste torque pode haver um realinhamento da magnetização, incluindo reversão, como também a magnetização pode apresentar estados dinâmicos precessionais estáveis. Experimentalmente estes fenômenos têm sido evidenciados em multicamadas, nanopilares e pontos de contato [8,6,23].

Para exemplificação do fenômeno de transferência de spin, tomamos uma estrutura do tipo válvula de spin, formada por uma tricamada, semelhante à Figura 1.10. A camada FM1 é considerada “fixa”, enquanto que a magnetização de FM2 está “livre”. Há diversas

maneiras para estabelecer estas condições experimentalmente, como usando materiais com campos coercivos diferentes em cada uma das camadas. Outra forma, utilizada neste trabalho, é o uso de uma camada antiferromagnética antes da camada FM1. As interações de troca na interface AFM/FM1, deslocam a curva de histerese em relação à camada FM2, possibilitando que sob a ação do campo a camada FM2 reoriente-se em um valor de campo diferente da FM1.

O material não magnético tem a função de desacoplar as camadas ferromagnéticas, de modo que FM2 possa se orientar livremente. Esta camada deve ser espessa o suficiente para evitar interações entre as camadas e fina o bastante para que a informação de spin transportada pela corrente não seja perdida. A distância pela qual o elétron percorre sem que a informação de spin seja perdida é denominado comprimento de difusão de spin λ_{spin} [16].

Quando a corrente é injetada no sistema em uma configuração perpendicular ao plano (CPP), passando inicialmente pela camada FM1, dois efeitos ocorrem: o primeiro é a polarização em spin ao passar pela camada FM1 e em FM2 a interação entre os spins eletrônicos resultando em um torque sobre a sua magnetização (Figura 1.14).

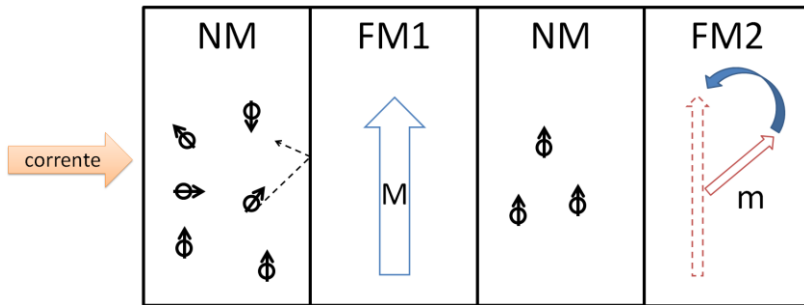


Figura 1.14: Figura esquemático do torque agindo sobre a camada FM2.

O torque que age sobre a camada ferromagnética FM2 em função da densidade de corrente J e do ângulo θ entre a orientação magnética das duas camadas, tem a forma [16]:

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = g(\theta) \frac{J}{-e} \frac{\hbar}{2} \mathbf{M} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{M}) \quad (1.10)$$

onde \vec{M} e \vec{m} são os vetores unitários da orientação da magnetização da camada FM1 e FM2, respectivamente, $\frac{J}{-e}$ é o número de elétrons que fluem por unidade de área e $g(\theta)$ expressa a eficiência da transferência de spin e é dependente da polarização, P :

$$g(\theta) = \left[-4 + \left(P^{-\frac{1}{2}} + P^{\frac{1}{2}} \right)^3 (3 + \cos \theta) / 4 \right]^{-1} \quad (1.11)$$

Esta equação foi proposta por Slonczewsky [2], considerando o modelo de elétrons livres. No caso proposto a corrente é injetada passando primeiramente pela camada FM1. Contudo, se a corrente tiver o sentido inverso, a corrente é polarizada por FM2 e tenta atravessar FM1, que tem polarização fixa, de forma que só os elétrons com spin na mesma orientação de FM1 são transmitidos, os demais são refletidos. Os elétrons refletidos voltam a agir sobre FM2, que como não está presa é facilmente invertida. Como o sentido dos spins refletidos e transmitidos é oposto, a camada FM2 irá inverter em sentidos diferentes dependendo da sentido em que a corrente flui [24].

Experimentalmente são feitas medidas magnetorresistivas no modo CPP (corrente perpendicular ao plano), a fim de verificar a reversão da magnetização da camada livre de uma orientação antiparalela para paralela, ou vice e versa como mostrado na Figura 1.15, retirada do artigo de Albert Fert e colaboradores, do ano de 2004 [25]. O sistema estudado pelo grupo de Fert é um nanopilar com a estrutura Co(2,5 nm)/Cu(10 nm)/Co(15 nm) e evidencia a reversão com e sem campo externo aplicado.

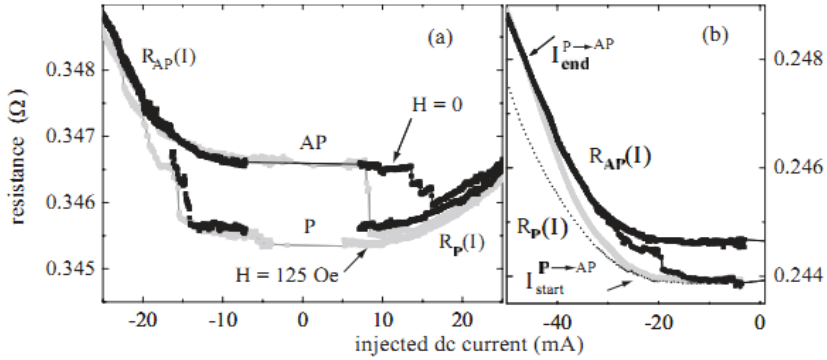


Figura 1.15: Medida magnetorresistiva de um nanopilar Co(2,5)/Cu(10)/Co(15) nm, evidenciando a reversão da magnetização com e sem campo aplicado [25].

Além da reversão da magnetização, o torque pode causar efeitos dinâmicos como a precessão da magnetização da camada livre (Figura 1.16) [1]. O movimento de precessão alcança frequências na ordem de GHz e também tem sido alvo de muitos estudos [26] [27], uma vez que o fenômeno pode ser usado como gerador de sinais de alta frequência. Atualmente muitos estudos procuram condições para reduzir a largura da banda de emissão.

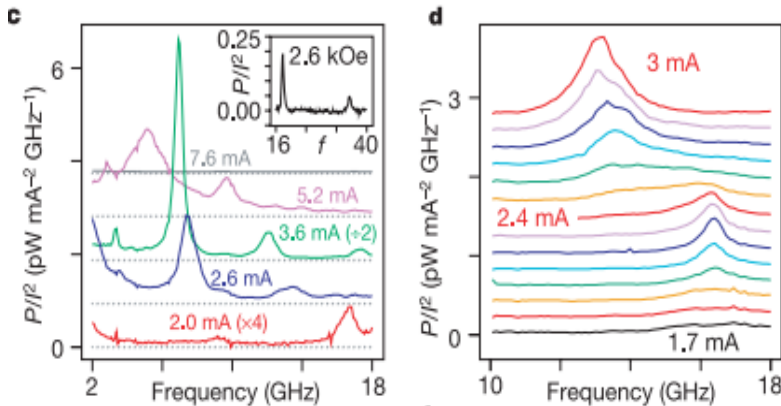


Figura 1.16: Intensidade do sinal de radiofrequência emitido devido a precessão ferromagnética, em função da frequência para diversas correntes aplicadas [1].

1.6.1 Dinâmica da Magnetização

A definição de momento angular clássica é o produto vetorial do vetor posição pelo seu momento linear:

$$\mathcal{L} = m_e(\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \quad (1.12)$$

Se uma carga em movimento estiver submetida há um campo magnético a força exercida no elemento de corrente (de intensidade i e comprimento dl) pelo campo \mathbf{B} é:

$$d\mathbf{F} = idl \times \mathbf{B} \quad (1.13)$$

Integrando (1.13), o torque exercido por \mathbf{B} no loop de corrente (de área A), é:

$$\boldsymbol{\tau} = i\mathbf{A} \times \mathbf{B}, \quad A = An \quad (1.14)$$

Fazendo uma analogia com o torque atuando sobre um dipolo magnético devido a \mathbf{B} , definimos o momento dipolar no loop de corrente, como:

$$\mathcal{M} = i\mathbf{A}, \quad i = \frac{q_e v}{2\pi r} \quad (1.15)$$

$$\text{Assim, temos que } \mathcal{M} = \frac{q_e v}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{q_e}{2m_e} \mathcal{L} \quad (1.16)$$

Note que q_e e v são negativos, enquanto que i é positivo. Assim \mathcal{M} é antiparalelo ao momento angular.

A mecânica quântica afirma que a evolução temporal do operador de spin deriva da equação de Schrödinger:

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle \mathbf{S} \rangle (t) = \langle [S, \mathcal{H}(t)] \rangle \quad (1.17)$$

Supondo que o spin seja submetido há um único campo externo dependente do tempo (Zeeman), resolvemos $[S, \mathcal{H}(t)]$ utilizando as regras de comutação, escrevemos (1.17) como:

$$\frac{d}{dt} \langle \mathbf{S} \rangle (t) = \frac{g\mu_B}{\hbar} (\langle \mathbf{S} \rangle (t) \times \mathbf{H}(t)) \quad (1.18)$$

Uma relação similar a (1.16) é assumida como válida para o spin:

$$\mathcal{M} = \gamma \langle S \rangle \quad (1.19)$$

onde γ é a razão giromagnética, igual a

$$\gamma = \frac{gq_e}{2m_e} = \frac{g\mu_B}{\hbar} < 0 \quad (1.20)$$

sendo g o fator giromagnético e μ_B é negativo. Com a condição (1.19), reescrevemos (1.17) como:

$$\frac{d}{dt} \mathcal{M}(t) = \gamma [\mathcal{M}(t) \times \mathbf{H}(t)] \quad (1.21)$$

Esta equação descreve o movimento de precessão da magnetização em torno de um campo aplicado (Figura 1.17.a). No entanto, a equação afirma que a magnetização permanece inalterada durante o movimento e que o ângulo entre o campo e a magnetização também permanece constante em função do tempo [28].

Curvas de histerese nos mostram que para campos suficientemente intensos, algumas amostras magnéticas podem ser consideradas saturadas. Na equação (1.21), apenas o movimento de precessão de spin, não nos leva a este resultado, discordando com as evidências experimentais. Torna-se necessário a inclusão de um termo de amortecimento, definindo o campo \mathbf{H} como um campo efetivo mais um termo de dissipação,

$$\mathbf{H}_{ef} = \mathbf{H} - \alpha \frac{1}{\gamma_0 M_s} \frac{d\mathbf{m}}{dt} \quad (1.22)$$

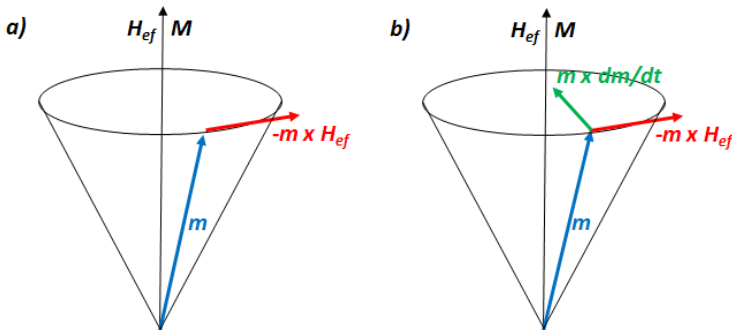


Figura 1.17: Movimento de precessão da magnetização a) sem amortecimento b) com amortecimento.

onde M_s é a magnetização de saturação e α é o parâmetro fenomenológico de amortecimento. Inserindo o termo de (1.22) na equação (1.21) temos,

$$\frac{d}{dt} \mathbf{m}(t) = -\gamma_o [\mathbf{m}(t) \times \mathbf{H}(t)] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{m}(t) \times \frac{d\mathbf{m}(t)}{dt} \right] \quad (1.23)$$

sendo $\gamma_o = -\mu_0 \gamma$.

A equação (1.23) é conhecida como equação de Landau-Lifshitz-Gilbert. O efeito de amortecimento é mostrado na Figura 1.17.b. A magnetização precessiona em torno do campo efetivo e com o passar do tempo fica alinhado a ele. Podemos ainda, reescrever a equação acima substituindo no segundo termo $\frac{d\mathbf{m}(t)}{dt}$, por (1.22). Aplicando a regra vetorial $\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{B}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) - \mathbf{C}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})$, e lembrando que $\mathbf{m}(t) \cdot \frac{d}{dt} \mathbf{m}(t) = 0$, obtemos:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{m}(t) = \frac{-\gamma_o}{1+\alpha^2} [\mathbf{m} \times \mathbf{H}] - \frac{\alpha\gamma_o}{(1+\alpha^2)M_s} \mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{H}] \quad (1.24)$$

Em (1.24) é fácil perceber que quando $\alpha \rightarrow \infty$, $\frac{d}{dt} \mathbf{m}(t) \rightarrow 0$ levando a magnetização para a direção do campo ($\mathbf{m} \times \mathbf{H} = 0$). Para uma análise mais completa que considere o efeito de corrente polarizada em spin é necessário acrescentar na equação (1.24) o termo de transferência de Slonczewski, discutido anteriormente e dado por (1.11), e normalizando, temos:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \mathbf{m}(t) = & \frac{-\gamma_o}{1+\alpha^2} [\mathbf{m} \times \mathbf{H}] - \frac{\alpha\gamma_o}{(1+\alpha^2)M_s} \mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{H}] \\ & + \frac{\gamma_o}{(1+\alpha^2)M_s} g(\theta) \frac{J}{-e} \frac{\hbar}{2} [\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{M})] \end{aligned} \quad (1.25)$$

sendo \mathbf{m} a magnetização da camada livre, \mathbf{H} o campo efetivo que envolve todos os termos de energia de anisotropia e \mathbf{M} a magnetização da camada polarizadora.

O termo de transferência de spin age influenciando o amortecimento, podendo fortalecê-lo levando a magnetização mais

rapidamente à saturação. Pode ainda inverter a magnetização (reversão) ou anular o amortecimento (precessão), dependendo da intensidade e sentido da corrente, como mostra a Figura 1.18.

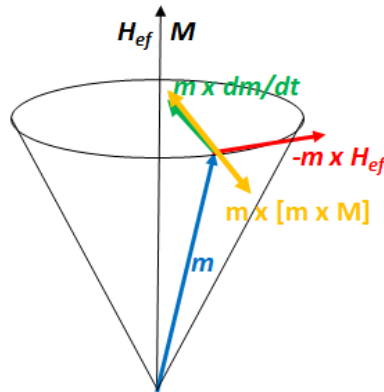


Figura 1.18: Variação temporal da magnetização com o termo de transferência de spin.

Muitos grupos de pesquisa vêm utilizando o estudo da dinâmica da magnetização a fim de auxiliar na compreensão da fenomenologia de spin-torque, através do uso de simulações realizadas a partir da solução da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonckzewski – LLGS (eq. 1.25). Em geral os modelos consideram a magnetização das camadas como um único domínio, denominado *macrospin*, na tentativa de realizar aproximações e propor diagramas de fase que identifiquem o estado dinâmico ou estático do sistema em função de densidades de correntes (J) e campos aplicados (H) [29,30], como os apresentados abaixo, retirados do trabalho de Xiao e colaboradores [30]. Neste caso, um termo estocástico H_T é acrescentado no campo efetivo do modelo de forma a simular o efeito da temperatura.

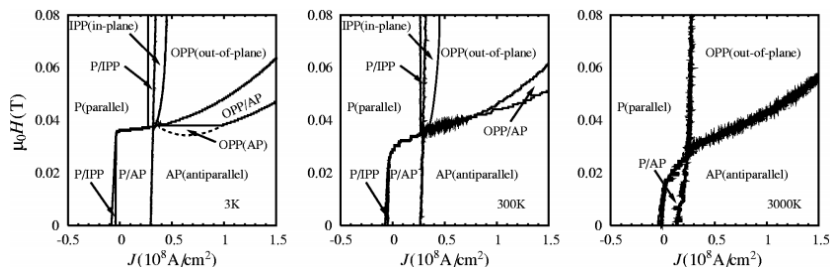


Figura 1.19: Modelo de diagramas de fase para uma válvula de spin Cu(80 nm)/ Co(40 nm)/Cu(x_{Cu})/ Co(3 nm)/Cu(10 nm). À esquerda: $T=3K$; no meio: $T=300K$ e a direita: $T=3000K$. O diagrama identifica as possíveis orientações da magnetização para o sistema [30].

O diagrama da Figura 1.19 mostra as condições de corrente e campo onde ocorrem transições entre diversas configurações: paralela (P), precessão no plano (IPP), antiparalela (AP) e precessão fora do plano (OPP). As linhas definem correntes críticas onde são observadas inversão da magnetização ou passagem de um estado estável para precessional.

Experimentalmente as transições entre os estados paralelos (P) para antiparalelo (AP) são mais facilmente observadas, devido ao efeito de MRG. Estados intermediários aparecem como pequenas transições, com variações de resistência menores a máxima variação apresentada em uma amostra. Muitos estudos também têm se concentrado em analisar a dependência da corrente crítica de transição entre dois estados de orientação, em função dos campos e correntes aplicadas [31,32], sendo um dos seus objetivos é encontrar condições que minimizem as correntes críticas.

A alta densidade de corrente necessária para observação do efeito de transferência de torque, pode causar aquecimento da amostra. Como a área de em que a corrente é injetada é muito pequena em relação o tamanho da amostra o calor é facilmente dissipado. No entanto, resquícios deste aquecimento são evidenciados pelo formato parabólico das curvas de tensão vs corrente.

Outra questão ainda de bastante discussão está relacionada ao efeito dos campos de Oersted que surgem com a injeção da corrente (de

cargas). O efeito deste campo pode desempenhar um papel importante na inicialização da reversão, como também resultar em um processo de magnetização não uniforme na camada ferromagnética livre, o que não é desejado, pois pode reduzir ou até eliminar a MRG [33]. Em nanopilares, o efeito do campo de Oersted é nulo no centro e máximo na borda do nanopilar, decrescendo exponencialmente na sua periferia [24]. No entanto, para os sistemas que utilizam pontos de contato, em que as dimensões são maiores que a de um nanopilar, os efeitos do campo gerado pela corrente não devem ser desprezados.

De forma similar ao trabalho de Xiao [30], buscamos realizar um estudo teórico do efeito de transferência de torque a partir da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski. Este breve estudo baseou-se na solução desta equação, através do método de Runge- Kutta [34], com o objetivo de simular e estudar como ocorre a dinâmica de magnetização.

Em nosso sistema a energia total E_T é formada pela energia Zeeman, devido à um campo externo aplicado, energia de anisotropia de forma e energia de anisotropia uniaxial:

$$E_T = E_{Zeeman} + E_{Forma} + E_{uniaxial} \quad (1.26)$$

2. TÉCNICAS DE CARACTERIZAÇÃO

Neste capítulo são descritas as principais técnicas utilizadas para caracterização estrutural e magnética do sistema *IrMn/Co/Cu/Co* e também das pontas de contato utilizadas para injeção de corrente polarizada.

A caracterização estrutural dos filmes foi realizada por Difração de Raios-X (DRX) e por Refletividade de Raios-X, esta última com o objetivo de identificar a espessura e rugosidade das camadas. Também foi utilizada Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV) para caracterização das pontas de contato.

A caracterização magnética dos filmes foi realizada através de curvas de magnetização usando um Magnetômetro de Amostra Vibrante (MAV). Também foram realizadas medidas de Magnetorresistência (MR) a fim de identificar se os filmes apresentavam MRG, característico deste tipo de sistema. Por fim, medidas elétricas *i vs V*, com e sem campo, foram feitas para identificação do fenômeno da reorientação da magnetização pela transferência de torque.

2.1 Difração de Raios-X

A difração de raios-X (DRX) é amplamente utilizada na caracterização e estudo de propriedades estruturais de materiais cristalinos e amorfos, por ser uma técnica não destrutiva e bastante eficiente. Basicamente, a técnica consiste na emissão de um feixe de raios-X sobre a amostra e a detecção do feixe difratado. Da análise deste feixe é possível obter informações sobre a estrutura cristalina e seus parâmetros de rede, orientações preferenciais, deformações estruturais entre outros.

O fenômeno de difração ocorre quando o comprimento de onda λ

da onda eletromagnética incidente é da mesma ordem de grandeza da distância entre os centros de espalhamentos (elétrons, e núcleos atômicos). As estruturas cristalinas (distância entre planos cristalinos) possuem dimensões na ordem de alguns angstroms e por isso são utilizados comprimentos de onda de 0,2 a 2,5Å [35] para realizar as medidas de difração de raios-X.

Nos materiais cristalinos os átomos estão arranjados de forma periódica e distantes a uma distância d uns dos outros. Ao incidir um feixe de raios-X sobre a amostra formando um ângulo θ com o plano e, considerando que as ondas são espalhadas com o mesmo ângulo de incidência (θ), são observados fenômenos de interferência: destrutiva para reflexão fora de fase e construtiva (picos de difração) quando os raios-X espalhados estiverem em fase.

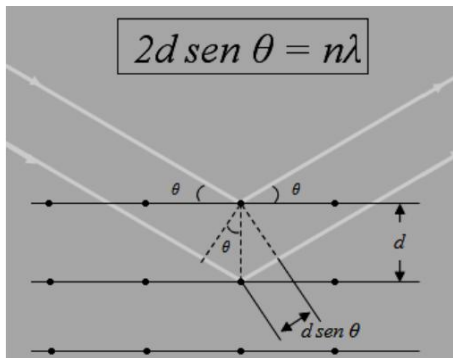


Figura 2.1: Representação da difração de raios-X, segundo a lei de Bragg [36].

A relação entre o ângulo de incidência e a distância interplanar é definida pela lei de Bragg:

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (2.1)$$

Em um cristal perfeito o padrão de difração só é observado para os ângulos θ que satisfazem a relação de Bragg. De forma que para diferentes planos cristalinos, a interferência é construtiva para diferentes ângulos θ .

É possível relacionar a distância interplanar (d) com o parâmetro de rede (a), por exemplo, para uma rede cúbica [37]:

$$\frac{1}{d^2} = \frac{(h^2+k^2+l^2)}{a^2}, \quad \text{com } (a = b = c) \quad (2.2)$$

sendo h, k, l os índices de Miller. A expressão (2.2) permite calcular os possíveis ângulos onde a difração de raios-X terá interferência construtiva em uma rede cúbica, para um determinado plano (hkl).

Outra informação que pode ser obtida pela difração de raios-X é uma estimativa do tamanho médio (t) de cristalito, a partir da fórmula de Sherrer [37]:

$$t = \frac{0.9\lambda}{B \cos \theta_B} \quad (2.3)$$

onde B é a largura do pico a meia altura de um pico de Bragg. Além da equação de Sherrer é possível obter o tamanho médio de cristalito, percentual de fase, microdeformação e outros, submetendo o difratograma em estudo a uma modelagem teórica, ajustando assim à uma referência de um difratograma padrão obtido em bancos de dados.

As medidas foram feitas no Laboratório de Difração de Raios-X da Universidade Federal de Santa Catarina (LDRX-UFSC), utilizando o difratômetro modelo X'Pert Pro, com radiação de CuK_α ($\lambda = 1,54187$) [38]. A configuração utilizada foi θ - 2θ , com 2θ variando entre 5° e 100° e precisão de $0,05^\circ$.

2.2 Refletividade de Raios-X

A refletividade de raios-x é muito utilizada em filmes finos, para obter informações sobre espessura, rugosidade e densidade dos materiais. É também uma técnica não destrutiva, pode ser utilizada tanto para materiais cristalinos quanto amorfos e é realizada em baixos ângulos de incidência (0° a $6,0^\circ$).

O feixe de raios-X começa a ser incidido paralelo ao plano da amostra ($\theta = 0^\circ$). Conforme o ângulo aumenta, há um ângulo no qual o feixe é refratado dentro da amostra e a intensidade do feixe refletido diminui rapidamente, este ângulo é denominado ângulo crítico (θ_c). Da lei de Snell-Decartes, temos:

$$\cos \theta_i = n \cos \theta_t \quad (2.4)$$

onde θ_i e θ_t , são os ângulos dos raios incidentes e transmitidos, respectivamente. O índice de refração no ar é 1, mas em um filme metálico n é:

$$n = 1 - \delta - i\beta \quad (2.5)$$

O termo δ , da equação correspondente à dispersão do feixe e está relacionado com a densidade eletrônica (ρ_e) [39]. No entanto, pode ser associado à massa específica do material, ρ , pela relação:

$$\delta = \frac{r_e \lambda^2}{2\pi} \rho_e, \quad \rho_e = \frac{N_A Z}{A} \rho \quad (2.6)$$

onde r_e é raio do elétron ($2,818 \times 10^{-13}$ cm) e λ comprimento de onda dos raios-x ($\text{CuK}_\alpha = 1,5405 \text{ \AA}$). A equação (2.6) relaciona a parte real do índice de refração de raios-X de um sólido com a sua densidade e composição química, enquanto que o termo β da eq. (2.5) está relacionado com o coeficiente de absorção linear do material (μ) [40]:

$$\beta = \frac{\lambda \mu}{4\pi} \quad (2.7)$$

Considerando que o índice de refração do metal é ligeiramente menor que o do ar, para os comprimentos de onda de raios-X, na interface ar/filme é possível refletir totalmente o feixe se θ_i for muito pequeno. Isso é conhecido como reflexão total e ocorre se $\theta_i < \theta_c$. Como θ é muito pequeno, é possível fazer uma expansão em série de Taylor da equação (2.4) e relacionando com (2.5) no caso de reflexão total, temos:

$$\theta_i = \theta_c = \sqrt{2\delta} \quad (2.8)$$

pois, $\beta = 0$. Considerando que não haja absorção de raios-X pelo material e por se tratar de reflexão total, $\theta_t = 0$.

Se o material for um filme fino sobre um substrato, o feixe de raios-X sofrerá reflexão tanto da superfície do filme, quanto na interface filme/substrato, podendo apresentar interferência construtiva e destrutiva, Figura 2.2. Esta interferência forma um padrão de franjas na curva de refletividade, conhecidas como franjas de Kiessig. A distância entre as franjas nos fornece informações sobre a espessura do filme e a

amplitude das franjas está relacionada à rugosidade, Figura 2.3.

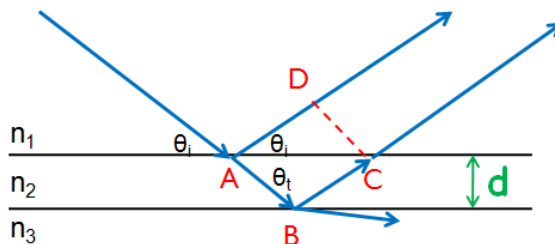


Figura 2.2: Reflexão de raios-X em um filme de espessura d sobre um substrato. A diferença de caminho entre os feixes refletidos causam padrões de interferência.

Considerando novamente a equação (2.4), realizando a expansão cosseno em série de Taylor e $\delta\theta_t \approx 0$, temos:

$$\theta_i^2 = \theta_t^2 + 2\delta \quad (2.9)$$

A diferença de caminho entre os feixes refletidos pela superfície do filme e pela interface filme/substrato é $m\lambda = 2d \sin \theta_t \approx 2d\theta_t$, pois θ_t é muito pequeno. Da expressão (2.9) temos,

$$\theta_i^2 = 2\delta + \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2 m^2 \quad (2.10)$$

Ajustando o polinômio quadrático de segundo grau, o termo “ a ” é igualado ao termo quadrático de (2.10), assim [40]:

$$d = \frac{\lambda}{2\sqrt{a}} \quad \text{sendo} \quad a = \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2 \text{ o coeficiente angular} \quad (2.11)$$

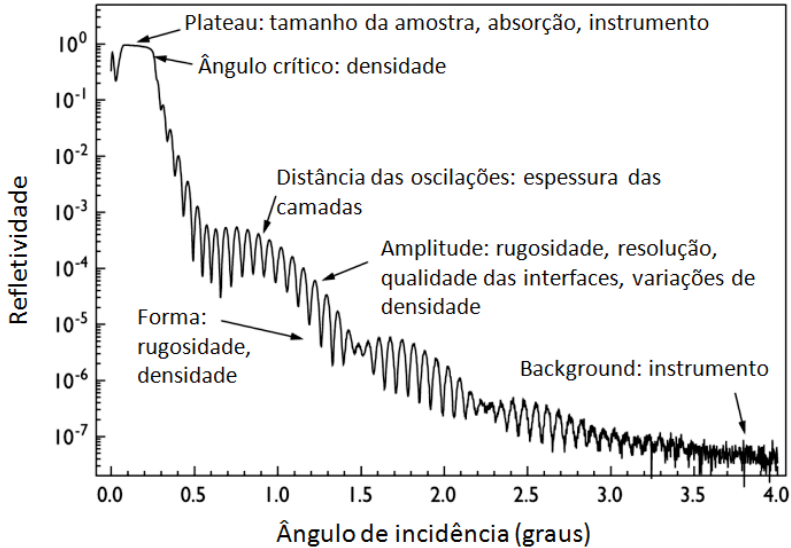


Figura 2.3: Reflectograma esquemático [41].

Para sistemas de multicamadas, a intensidade do feixe incidente é reduzida pelos sucessivos efeitos de absorção e reflexão de cada uma das camadas. A determinação dos dados de espessura, rugosidade e densidade é feito através de programas que realizam o ajuste da curva, um deles o *WinGixa*, da Philips, obtendo uma excelente concordância para monocamadas. Já para multicamadas, efeitos de interdifusão, formação de ligas, ou densidades muito próximas, houve dificuldade em conseguir bons ajustes.

As medidas RRX também foram feitas no LDRX-UFSC, na configuração θ - 2θ , com 2θ variando entre $0,5^\circ$ e 6° , com passos de $0,005^\circ$. A radiação usada é de uma fonte Cu-K α com $\lambda = 1,54\text{\AA}$. A óptica é compatível com as condições para medida de refletividade, como pequena divergência do feixe incidente e fendas (soller) adequados para detecção do feixe refletido.

2.3 Microscopia Eletrônica de Varredura

O princípio de funcionamento do Microscópio Eletrônico de Varredura (MEV), consiste em incidir um feixe de elétrons primários de pequeno diâmetro sobre a amostra. O sinal, que resulta na imagem, vem da interação do feixe de elétrons com a superfície da amostra. A fonte mais usual para formação do feixe de elétrons é a termo-iônica, gerada a partir de um filamento de tungstênio aquecido, com tensões de aceleração de 1 a 50 kV [42]. A alta tensão faz com que os elétrons sejam acelerados do filamento para o ânodo, em seguida, o feixe é focalizado sobre a amostra através de bobinas eletromagnéticas.

O feixe de elétrons primários incide sobre a superfície da amostra e difunde-se resultando em uma série de interações (Figura 2.4). As interações podem ser elásticas (apenas variação da trajetória) e inelásticas (com variação da energia). Para a MEV, as interações de interesse são as que resultam em elétrons retroespalhados (ERe) e elétrons secundários (ES). Para serem detectados, as partículas ou raios resultantes das interações devem retornar a superfície da amostra e atingir os detectores.

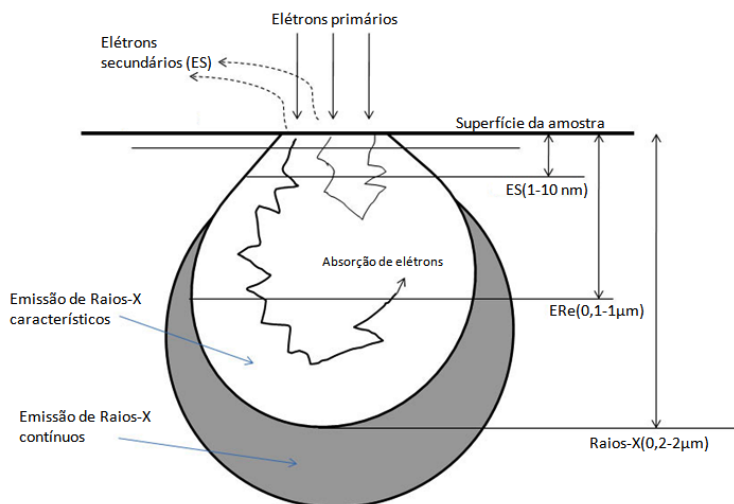


Figura 2.4: Diagrama ilustrando as interações e a profundidade em que elas ocorrem [43].

Os ES são elétrons de baixa energia ($<50\text{eV}$) e provém de regiões superficiais (1-10nm) e são utilizados para formação de imagens por diferença de contraste. Possuem um livre caminho médio de 2-20nm e, portanto, somente aqueles gerados junto a superfície podem ser reemitidos. Possibilita a visualização da topografia da amostra, com elevada profundidade de foco.

Neste trabalho a técnica de microscopia eletrônica de varredura (MEV) possibilitou a análise morfológica das pontas de contato. As medidas foram realizadas no Laboratório Central de Microscopia (LCME-UFSC), utilizando o microscópio modelo JEOL JSM-6390LV, que opera nas faixas de energia 0,5keV a 30keV e uma magnificação de 25x a 300000x [44], considerada suficiente para o material analisado.

2.4 Magnetometria de Amostra Vibrante

O magnetômetro de amostra vibrante - MAV (do inglês *Vibrating Sample Magnetometer* – VSM) é um dos instrumentos mais utilizados para medidas de magnetização. O princípio de funcionamento está na lei de indução de Faraday, ou seja, na detecção de uma força eletromotriz induzida em uma bobina, devido a um fluxo magnético variável.

A amostra é fixada na extremidade de uma haste rígida, presa a um mecanismo que faz com que a mesma vibre com amplitude da ordem de 3mm, em frequências da ordem de $f \sim 70\text{Hz}$. Um campo magnético uniforme é aplicado de modo a magnetizar a amostra. Bobinas sensoras são colocadas em uma geometria, tal que a amostra fique centrada entre elas, como mostrado na Figura 2.5.

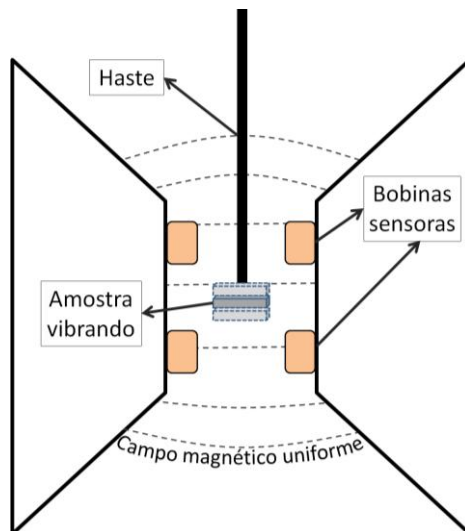


Figura 2.5: Detalhe do porta amostra e bobinas sensoras do magnetômetro de amostra vibrante.

A vibração da amostra magnetizada, junto às bobinas sensoras, induz nas mesmas um sinal de voltagem AC, que é coletado por um amplificador *lock-in*, proporcionando uma grande sensibilidade. A voltagem induzida é dada por:

$$fem = \sigma GA2\pi f \cos(2\pi ft) \quad (2.12)$$

onde σ é o momento magnético da amostra, G é um fator dependente da geometria das bobinas e A é a amplitude de vibração [45]. Para obter o ciclo de histerese a medida é feita realizando uma varredura em campo, desde a saturação negativa da amostra até a saturação positiva e retornando novamente para o máximo negativo.

As medidas apresentadas neste trabalho foram feitas no Laboratório Multiusuário de Caracterização Magnética de Materiais – LMCMM – UFSC, usando o magnetômetro EV9 da Microsense. O equipamento opera com campos de até 20 kOe, possibilita variação angular com precisão de $\pm 0,2^\circ$, além de medidas na faixa de temperatura de -160°C até 700°C [46], não utilizada neste trabalho.

2.5 Magnetorresistência

A técnica de magnetorresistência (MR) consiste em medir uma diferença de potencial entre dois terminais, de uma amostra submetida a uma corrente constante, ao mesmo tempo em que um campo magnético externo é aplicado sobre a mesma. A montagem para as medidas foi baseado no método de 4 pontas em linha. As ponteiros são revestidas com ouro, sendo que em duas pontas é aplicada uma corrente elétrica constante e estável e, em duas pontas internas é medida a tensão, os contatos são estabelecidos por pressão.

A medida pode ser realizada usando duas configurações: longitudinal e transversal. No modo longitudinal a corrente flui no mesmo sentido do campo externo, enquanto que no modo transversal o fluxo de corrente é perpendicular.

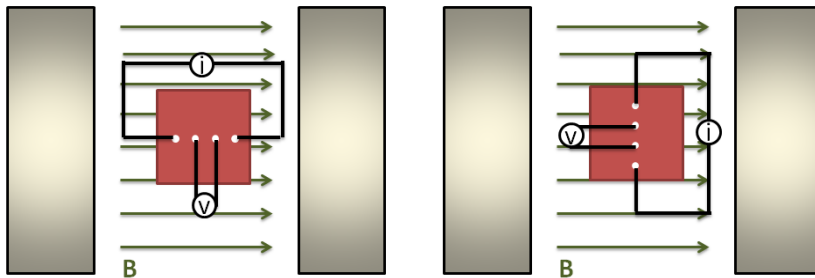


Figura 2.6: Configuração longitudinal e transversal de medidas de MR.

Como a corrente aplicada é constante, as leituras de voltagem são adquiridas e o cálculo da resistência é feito a partir da relação ($R = \frac{v}{i}$). Como o objetivo é verificar a variação magnetorresistiva das amostras, os gráficos são plotados em função da variação de resistência relativa, da equação 1.8.

Algumas medidas foram realizadas no Laboratório de Magnetismo (LAM-UFRGS), em um sistema de medida montado no próprio laboratório e refeitas no Laboratório de Filmes Finos e Superfícies da UFSC (LFFS-UFSC). Usou-se uma fonte de tensão corrente modelo Keythley 2400, como fonte de corrente e voltímetro.

Para geração do campo, foi utilizada uma fonte de corrente bipolar, uma interface converte o sinal digital para analógico para controle da fonte. Uma sonda Hall foi utilizada para medir campo, Figura 2.7.

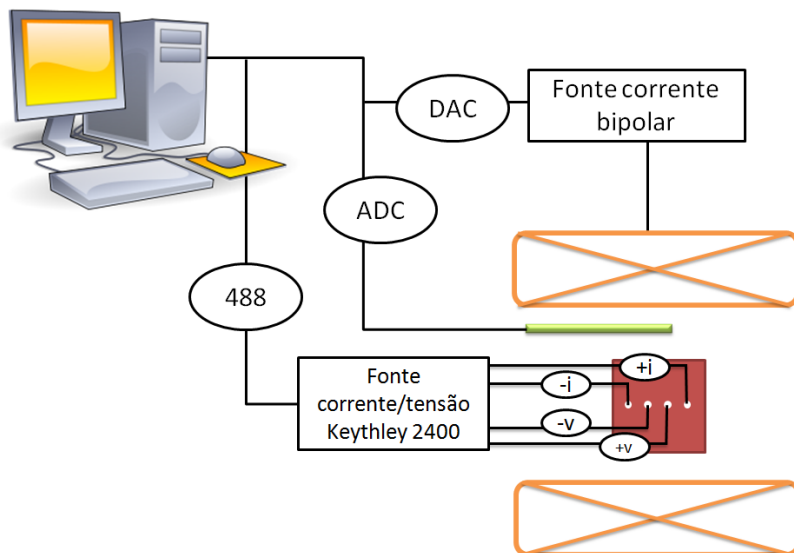


Figura 2.7: Esquema da montagem experimental das medidas de magnetorresistência.

2.6 Medidas elétricas (i vs v)

As medidas elétricas, realizadas para verificação do fenômeno de transferência de torque, são na verdade medidas magnetorresistivas. Contudo, nesta configuração a corrente é aplicada através de uma única ponta de contato nanométrico e flui perpendicular ao plano da amostra (CPP).

O aparato experimental montado no Laboratório de Filmes Finos (LFFS-UFSC) é composto por um microposicionador xyz ao qual está acoplado um nanoposicionador piezoelétrico modelo PI-, para

aproximação controlada da ponta à amostra. Junto ao microposicionador z foi colocada uma haste que suporta a ponta de contato. Na base do nanoposicionador é fixada a amostra. Duas pequenas bobinas geram o campo magnético de até 100 Oe, suficiente para reverter a orientação magnética das amostras. Um dos contatos é feito através da ponta nanométrica (injeção de corrente) e o outro por uma ponta revestida de ouro, também acoplada à base de fixação da amostra, como representado na Figura 2.8. Todo o sistema encontra-se em local fechado e suspenso por cordas elásticas para evitar efeitos de vibrações e ruídos externo, uma vez que as medidas são muito sensíveis a estes efeitos.

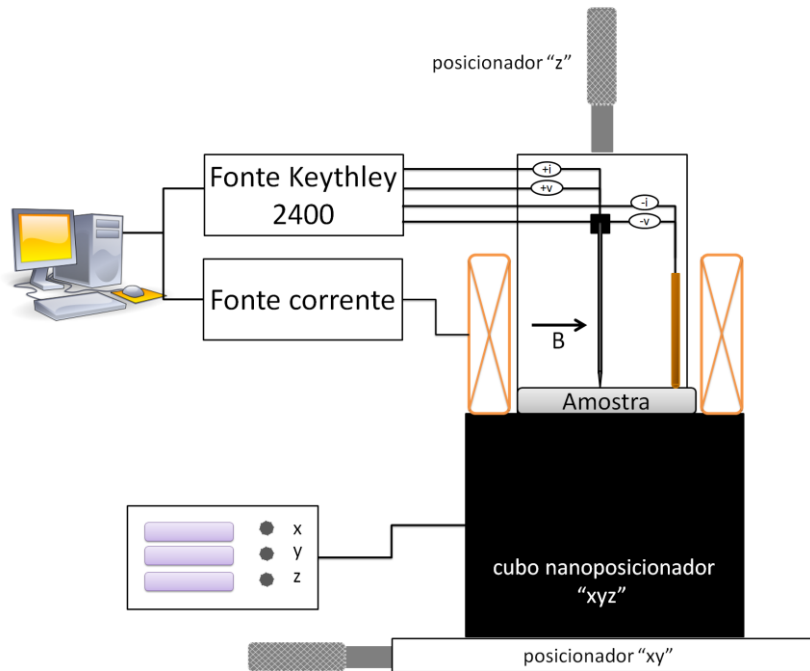


Figura 2.8: Esquema experimental para medidas elétricas.

Para aproximação da ponta, uma pequena voltagem é aplicada entre a ponta e a amostra. Primeiro é feita uma aproximação micrométrica manual e com o auxílio de uma câmera CCD a ponta é movida até estar muito próxima à superfície da amostra. Depois é feita a aproximação pelo controle do potenciômetro do nanoposicionador até o

surgimento de uma corrente no amperímetro.

O procedimento de medida é feito com a fonte operando no modo fonte de corrente. Através de um programa, elaborado com o software *HPVee*, é definido um intervalo de corrente, que deve ser aplicada entre a ponta e a amostra. Então as medidas são realizadas, fazendo uma varredura em corrente, com ou sem campo aplicado e medindo o potencial. A resistência é definida pela relação $R = \frac{v}{i}$. O uso desta relação para determinar a resistência tem o inconveniente de produzir uma singularidade para correntes próximas de zero. Isto é parcialmente controlado evitando tais valores de corrente durante a medida. Assim mesmo observa-se estes efeitos nas curvas.

3. PREPARAÇÃO DAS AMOSTRAS E PONTAS DE CONTATO

Nesta secção são descritos os procedimentos de fabricação das amostras de IrMn/Co/Cu/Co e das pontas de contato nanométrico para injeção de corrente. A estrutura válvula de spin do tipo Co/Cu/Co, foi escolhida por haver muitos trabalhos na literatura descrevendo suas propriedades, uma vez que o objetivo principal do trabalho era reproduzir o método de medidas de transferência de torque, identificar e caracterizar o fenômeno.

Inicialmente tentou-se produzir os filmes por eletrodeposição, mas houve dificuldades na deposição do cobre e posteriormente problemas de adesão do filme ao substrato. Também foram produzidas algumas amostras por evaporação por feixe de elétrons, com controle de vácuo e a baixas taxas de deposição. Para ambos os processos de deposição citados, as amostras foram caracterizadas por MAV e MR, e não apresentaram distinções das reversões, indicando que as camadas ferromagnéticas estavam acopladas, como também não apresentaram magnetorresistência. Também foram feitas medidas de RRX, e o padrão de franjas de Kiessing não foi identificado. Dessa forma, as amostras produzidas por estes métodos não apresentavam potencialidade de observação do fenômeno de transferência de torque e, por isso, não foram utilizadas.

Por fim, foi produzida uma série de amostras por *magnetron sputtering* no Laboratório de Conformação Nanométrica (LCN) do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, e que foram objeto de estudo deste trabalho.

As pontas de contato foram produzidas no Laboratório de Filmes Finos e Superfícies (LFFS) da Universidade Federal de Santa Catarina, através da técnica de eletropolimento. Abaixo são apresentados os detalhes sobre a preparação das amostras e das pontas de contato.

3.1 Filmes

A técnica de *sputtering* (ou desbastamento iônico), utilizada para a preparação dos filmes neste trabalho, consiste em aplicar uma diferença de potencial entre o alvo (material que se deseja depositar) e o substrato (onde o filme será depositado). O processo é feito em uma câmara de alto vácuo, numa pressão base (Tabela 1), sendo depois preenchida com um gás inerte (argônio), com certa pressão de trabalho.

Tabela 1: Pressão base da câmara de deposição para a série de amostras produzidas.

Amostra	Pressão base (torr)
$x_{Cu} = 2\text{nm}$	$5,2 \times 10^7$
$x_{Cu} = 5\text{nm}$	$4,4 \times 10^7$
$x_{Cu} = 8\text{nm}$	$2,2 \times 10^7$
$x_{Cu} = 11\text{nm}$	$3,3 \times 10^7$

Ao aplicar uma diferença de potencial o gás é ionizado, criando um plasma de elétrons e íons de alta energia. Os íons do plasma são acelerados para o alvo (pólo negativo), chocando-se com o mesmo e arrancando átomos do material (via transferência de energia cinética), que são ejetados em direção ao substrato, formando o filme (Figura 3.1). Em algumas configurações de *sputtering* utilizam ímãs permanentes logo abaixo do alvo, a fim de aumentar a eficiência. O campo magnético destes ímãs faz com que os elétrons fiquem mais próximos ao alvo, aumentando a taxa de ionização do gás, e também evita que os elétrons sejam atraídos para o substrato. Esta configuração com uso de ímãs é chamada *Magnetron sputtering*.

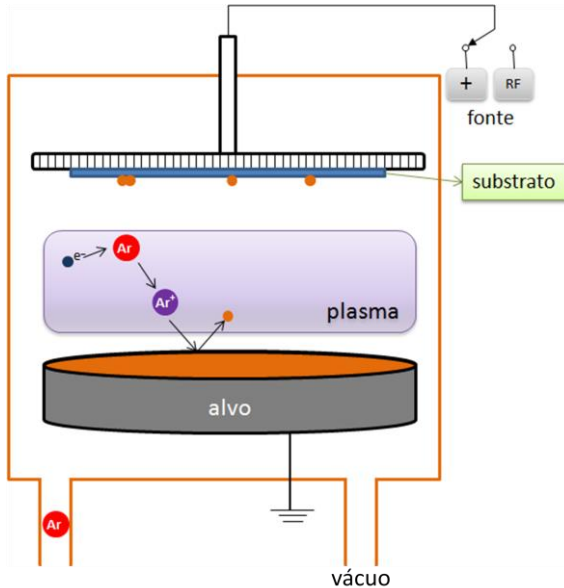


Figura 3.1: Diagrama esquemático da câmara de *sputtering*.

No caso de materiais isolantes como alvo, a aplicação de um potencial leva a acumulação indesejada de cargas positivas, aumentando o potencial na superfície do material e conduzindo a um potencial nulo, impedindo a continuação do processo de sputtering. Nestes casos é utilizada uma tensão a.c, onde o sinal da polarização ânodo-cátodo é variado a uma alta frequência (*RF sputtering*, tipicamente 13,6MHz). A alternância de polarização faz com que, quando o alvo está negativo os íons são atraídos e polarizam o alvo positivamente. Quando a alternância é positiva os elétrons são atraídos para o alvo, descarregando-o. Como a mobilidade dos elétrons é maior que a dos íons, estes serão atraídos mais rapidamente, resultando em um potencial negativo no alvo.

Existem duas principais maneiras de controlar a espessura do material depositado. *In situ*, com o uso de um cristal próximo ao substrato a ser depositado. Conforme o material é depositado a frequência de ressonância de vibração do cristal é alterada sendo proporcional a quantidade de material depositado. Outra maneira é *ex*

situ, onde o material é depositado sobre o substrato, mantendo todas as variáveis de deposição constantes, exceto o tempo. Uma curva de espessura *vs* tempo é feita para cada material a ser depositado. A taxa geralmente obedece a uma relação linear. O cálculo das espessuras é feito através de medidas de refletividade de raios-X (RRX).

Neste trabalho foram estudadas 4 amostras depositadas sobre substrato de Si(100), limpo somente com álcool e sem remoção da camada de óxido nativo de silício. Sobre o substrato foi depositada uma camada semente (*buffer*) de 10 nm de Ta e 20 nm de Ru, com o objetivo de induzir uma textura preferencial ao IrMn, além de garantir a aderência e baixa rugosidade do filme. O Ru foi usado também como camada de proteção (*cap layer*). A estrutura principal é composta por IrMn/Co/Cu/Co, sendo 10 nm de IrMn, 15 nm para ambas camadas de Co e a espessura do espaçador de Cu (x_{Cu}), varia de 2 a 11 nm. Por fim foi depositada uma camada de 2 nm de rutênio como *cap layer*, conforme Figura 3.2. As espessuras citadas referem-se às espessuras nominais.

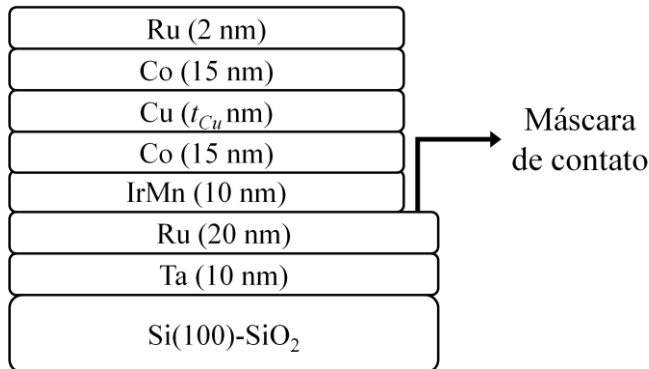


Figura 3.2: Figura esquemática da estrutura das amostras, onde x_{Cu} = 2, 5, 8 e 11 nm.

Para cada uma das 4 amostras, foi depositada primeiramente a camada semente (Ta/Ru). Após os substratos depositados foram removidos da câmara de vácuo para colocação de máscaras, feitas com fita kapton. Posteriormente, foram depositados os demais materiais. A colocação das máscaras foi necessária para que as medidas

magnetorresistivas e corrente *vs* tensão, fossem realizadas com a corrente atravessando a estrutura principal do filme, na configuração corrente perpendicular ao plano (CPP).

Todos os materiais foram depositados por *magnetron sputtering DC*, com exceção do Ta que foi depositado por *magnetron sputtering RF*. A deposição foi realizada em atmosfera de Ar com pressão de 2×10^{-3} Torr. Para deposição do Ta, Ru, Co e Cu, e $7,5 \times 10^{-3}$ Torr para deposição do IrMn. A deposição ainda ocorreu a temperatura ambiente, com os canhões inclinados (incidência oblíqua na superfície das amostras), porta-substrato girando e um campo magnético aplicado no porta-substrato de 130 Oe, a fim de induzir o efeito de *Exchange bias*. As taxas de deposição foram determinadas *ex situ*, via refletividade de raios-X e são apresentadas na tabela abaixo, juntamente com a potência utilizada. Após a produção das amostras não foi realizado mais nenhum tipo de tratamento.

Tabela 2: Taxas de deposição e potências para cada material, utilizado na produção dos filmes.

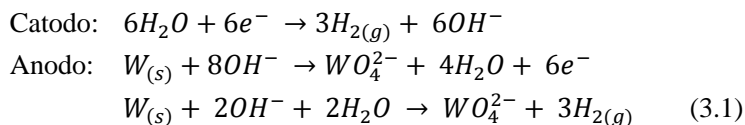
Material	Ta	Ru	IrMn	Co	Cu
Potência (W)	100	100	110	100	40
Taxa de deposição (Å/s)	0,47	0,98	1,13	0,7	0,73

3.2 Pontas de Contato

Pontas de contato foram utilizadas para injeção de corrente polarizada em spin em uma área muito pequena das amostras, da ordem de $(100 \text{ nm})^2$. O processo de produção das pontas foi o mesmo utilizado para fabricação de pontas para STM (*Scanning Tunneling Microscope*). Há vários materiais e métodos descritos na literatura para produção das pontas. Neste trabalho foram utilizadas pontas de tungstênio preparadas por corrosão eletroquímica, também chamada de eletropolimento.

A técnica consiste na corrosão do fio de tungstênio por eletrólise

envolvendo uma dissolução anódica do eletrodo metálico. A célula eletroquímica consiste em um recipiente contendo uma solução eletrolítica (geralmente de NaOH ou KOH). Na superfície em contato com a solução é colocado um anel (catodo), formado por um fio platina de aproximadamente 5mm de diâmetro. No centro do anel é colocado o fio de tungstênio (W), que tem a função de anodo, Figura 3.3(a). Quando uma tensão positiva é aplicada no fio de W, a corrosão inicia-se na interface ar/solução.



A reação química envolve a redução da água para a formação de gás hidrogênio (aparece em forma de bolhas) e íons OH^- no catodo, e uma dissolução do W por oxidação formando um tungstênio solúvel (WO_4^{2-}) no anodo [47]. Como resultado tem-se uma redução do diâmetro do fio de tungstênio. A reação química na verdade é bem mais complexa envolvendo a formação de óxidos de W intermediários.

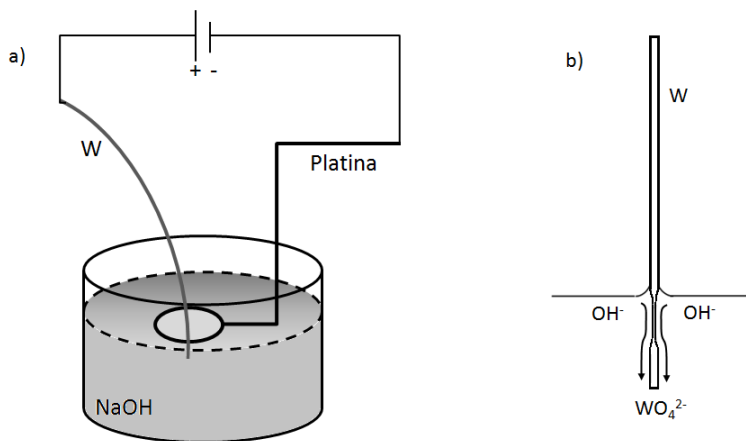


Figura 3.3: (a) Figura esquemática da célula eletroquímica, com o fio de tungstênio (anodo) e anel de platina (catodo) em solução eletrolítica de NaOH. (b) Esquema do processo de corrosão, evidenciando o fluxo do tungstato para a parte inferior da solução.

Na região ao redor do fio de W há a formação de um menisco devido à tensão superficial da solução aquosa. Este menisco é responsável pelo aspecto e forma geral da ponta. A corrosão é mais lenta na parte superior do menisco do que na inferior, devido ao gradiente de concentração formado pela difusão dos íons de OH^- para o anodo (Figura 3.3(b)). Já na parte inferior o fluxo do tungstato formado na reação é mais denso e se deposita sobre essa região, agindo como uma camada protetora, diminuindo a taxa de corrosão. O diâmetro do fio diminui mais rapidamente na região logo abaixo do menisco, assim quando o peso da parte inferior exceder a tensão nesta região há o rompimento do fio (na área de menor diâmetro).

Após o rompimento a parte inferior cessa a corrosão e uma ponta é formada tanto na parte inferior quanto na parte superior ao rompimento. Porém, a parte superior continua a sofrer corrosão enquanto houver contato entre ela e a solução eletrolítica, sendo parcialmente ou totalmente corroída. Torna-se necessário cortar a corrosão no momento que o fio é rompido para salvar a ponta superior. Houve a tentativa de elaboração de um circuito similar ao proposto por J. P. Ibe e colaboradores [48], mas o circuito apresentou problemas e a interrupção se deu manualmente, por inspeção visual do processo.

Neste trabalho foi utilizada uma solução eletrolítica de NaOH e fio de tungstênio com 0,25mm de diâmetro. As concentrações de NaOH e os potenciais aplicados foram variados, com o objetivo de encontrar os parâmetros mais adequados para formação de boas pontas. Durante o processo eletrolítico a corrente foi monitorada.

Na Figura 3.4 são apresentadas curvas típicas de correntes durante o processo de produção das pontas, para concentração de 2M de NaOH. Em vermelho mostra-se o potencial aplicado é de 4V. Observa-se turbulência na solução e formação de muitas bolhas, devido a formação de $H_{2(g)}$, gerando instabilidade da corrente. Isto acaba influenciando no formato da ponta. Com o potencial de 2V, observa-se melhor estabilidade de corrente, resultando em pontas mais finas.

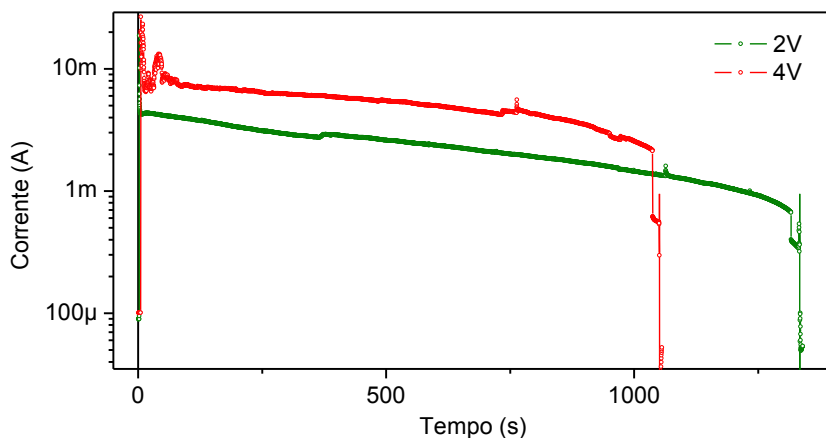


Figura 3.4: Curvas de corrente típicas do processo de corrosão eletroquímica para solução de 1M de NaOH e potenciais de 2V (verde) e 4V (vermelho).

O tempo de corrosão varia de 1000 a 1300s, e praticamente não é alterado pelo potencial aplicado. Por outro lado a corrente de corrosão ou a corrente na qual o fio é rompido e a ponta é formada, varia em média de 1mA, para o potencial de 2V, para 2,2mA quando o potencial é de 4V. Observou-se que um fator crítico para alteração dos parâmetros mencionados acima (tempo e corrente), e conseqüentemente à formação da ponta, é o tamanho do fio deixado logo abaixo do menisco, que deve ser de aproximadamente 1-2mm.

Após o processo de corrosão as pontas são cuidadosamente lavadas em água deionizada para remover resíduos da solução e armazenadas em álcool. A caracterização morfológica foi feita via

Microscopia Eletrônica de Varredura – MEV, descrito na secção 2.3. O diâmetro das pontas variou de 400 a 800nm. Abaixo são apresentadas algumas micrografias representativas.

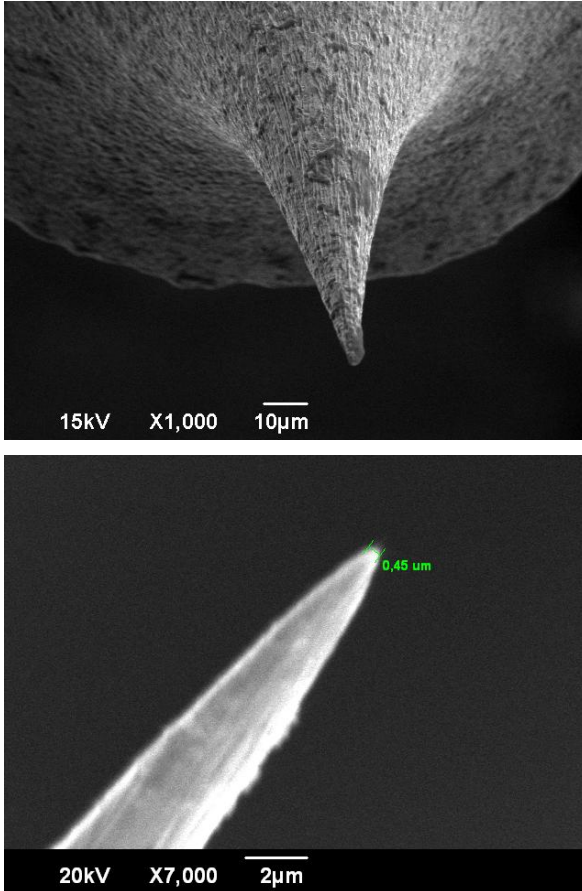


Figura 3.5: Micrografias de pontas eletropolidas com solução de 2M de NaOH e potencial de 2V.

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nesta seção os procedimentos experimentais são empregados na caracterização dos filmes de IrMn/Co/Cu/Co. São investigados efeitos de acoplamento ferromagnético entre as camadas, a eficiência da camada antiferromagnética na fixação da magnetização da camada polarizadora e efeitos magnetorresistivos. Os resultados são apresentados de forma comparativa com a espessura do espaçador de cobre (x_{Cu}) e divididos em caracterização estrutural e caracterização magnética.

4.1 Caracterização estrutural

A caracterização estrutural dos filmes foi feita a partir das técnicas de Difração e Refletividade de raios-X. Os resultados obtidos das análises dos difratogramas e reflectogramas são apresentados na sequência.

4.1.1 Difração de Raios-X

A técnica de difração de raios-X foi empregada nos filmes para análise da estrutura cristalina. A Figura 4.1 mostra o difratograma da região de interesse (entre 38° a 97°), para as amostras Ta(10)/Ru(20)/IrMn(10)/Co(15)/Cu(x_{Cu})/Co(15)/Ru(2) (nm) com $x_{Cu} = 2, 5, 8$ e 11 nm. Uma grande similaridade entre os difratogramas é observada. A identificação dos picos de difração foi feita com base em cartões cristalográficos do banco de dados *International Centre for Diffraction Data* – ICDD (versão PDF-2), licenciado e disponível no computador do próprio difratômetro.

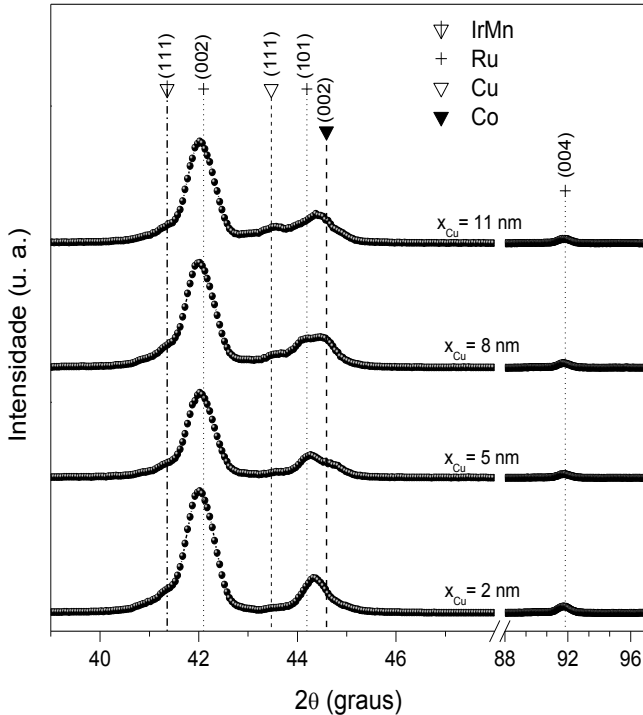


Figura 4.1: Difratograma para as amostras Ta(10)/Ru(20)/IrMn(10)/Co(15)/Cu(x_{Cu})/Co(15)/Ru(2) nm, com x_{Cu} = 2, 5, 8 e 11 nm.

Devido à proximidade entre os ângulos de difração dos planos cristalográficos das estruturas cristalinas correspondentes aos materiais depositados ocorre a sobreposição de alguns picos de difração. Desta forma, são observados picos não muito bem definidos e com forma alargada. Contudo, são observados picos de difração em $2\theta = 41,36^\circ$, $43,47^\circ$ e $44,59^\circ$ atribuídas aos planos (111) do IrMn, (111) do Cu e (002) do Co, respectivamente. Além disso, os picos (em $2\theta = 42,10^\circ$, $44,19^\circ$ e $91,83^\circ$) são atribuídos às difrações do Ru nos planos (002), (101) e (004), respectivamente.

Observa-se um aumento na intensidade do pico (111) do Cu, devido ao aumento da quantidade de material depositado (aumento da espessura da camada x_{Cu}). Observa-se que a intensidade do pico de Ru predomina sobre os demais. Isso pode estar associado ao maior volume

de material depositado em relação ao Cu e a liga IrMn e por possuir fator de espalhamento de raios-X superior ao Co. Também é possível observar a existência de crescimento preferencial para o Ru no plano (002). Esta afirmação é corroborada pelo fato de que o pico (002) possui maior intensidade do que o pico (101), geralmente em maior intensidade nos cartões cristalográficos (baseados em amostras massivas - *bulk*). Além disso, a existência do pico relativo ao plano (004) que é da mesma família, porém de ordem superior, do plano (002) confirma a existência de orientação cristalina do Ru no plano (002).

4.1.2 Refletividade de Raios-X

Neste trabalho, a técnica de RRX foi utilizada inicialmente para determinação dos melhores parâmetros de calibração das taxas de deposição para a produção das amostras. Novas curvas de refletividade foram obtidas das amostras produzidas, a fim de verificar o valor das

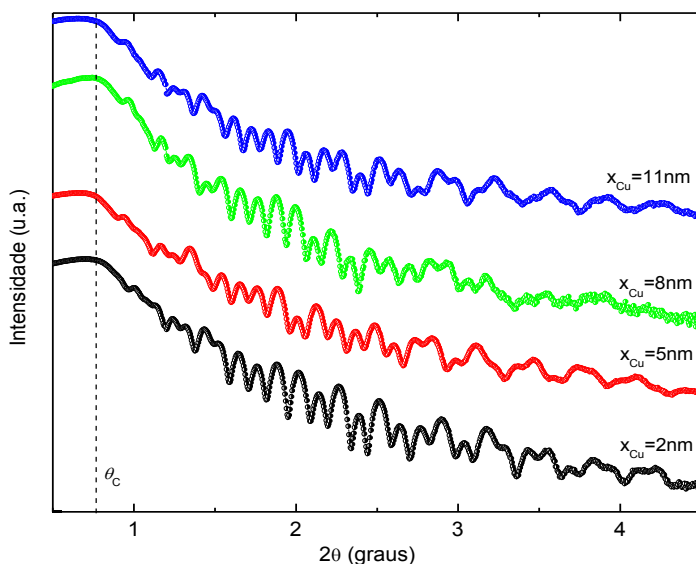


Figura 4.2: Reflectograma das amostras de Ta(10)/Ru(20)/IrMn(10)/Co(15)/Cu(x_{Cu})/Co(15)/Ru(2) nm, com x_{Cu} = 2, 5, 8 e 11 nm.

espessuras obtidas para cada camada e a rugosidade interfacial existente.

A Figura 4.2, mostra os reflectogramas após o preparo das amostras. Observa-se a formação das franjas de Kiessig, com amplitudes bem definidas, indicando pouca rugosidade e boa qualidade das interfaces. Não foram observadas grandes diferenças em relação ao ângulo crítico e declividade das curvas em função do aumento da espessura de cobre. Apenas se observa um aumento do número de franjas com o aumento da camada de x_{Cu} , esse efeito está relacionado à espessura. No entanto, conforme descrito na secção 2.2, apenas com os ajustes das curvas do reflectograma os valores de rugosidade e espessura podem ser estimados com uma melhor aproximação.

O sistema estudado é bastante complexo, composto por várias interfaces e materiais com valores de densidades muito próximos, o que dificulta que bons ajustes sejam alcançados. Dessa forma, foi obtido um bom ajuste somente para a medida de refletividade da amostra com $x_{Cu}=2$ nm, conforme mostrado abaixo:

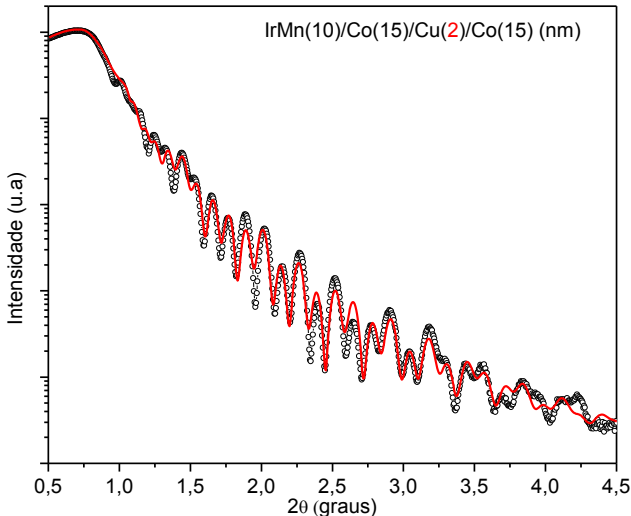


Figura 4.3: Reflectograma da amostra Ta(10)/Ru(20)/IrMn(10)/Co(15)/Cu(2)/Co(15)/Ru(2) nm. Os símbolos (círculos abertos) representam os dados experimentais, enquanto que a linha vermelha, é o ajuste usando o software *WinGixa*.

Os parâmetros de ajuste da curva de RRX são apresentados na Tabela 3. Observa-se um aumento de ~ 61% e 64% para as espessuras de Cu e IrMn, respectivamente, em relação à espessura nominal esperada. Por outro lado uma redução de ~ 20% é observada na espessura da camada do Co. Para o espaçador de cobre a rugosidade é da mesma ordem da espessura, o que pode indicar uma não uniformidade da camada e até mesmo regiões de contato (*pinholes*) entre as camadas de Co nesta amostra com $x_{Cu}=2$ nm .

Tabela 3: Parâmetros das medidas de RRX para a amostra Ta(10)/Ru(20)/IrMn(10)/Co(15)/Cu(2)/Co(15)/Ru(2) nm.

Camada	Espessura nominal (nm)	Espessura Calculada (nm)	Rugosidade Calculada (nm)
<i>Ta</i>	10	10,141	1,142
<i>Ru</i>	20	20,350	2,052
<i>IrMn</i>	10	16,446	0,731
<i>Co</i>	15	12,357	3,137
<i>Cu</i>	2	3,233	1,293
<i>Co</i>	15	12,129	0,138
<i>Ru</i>	2	2,064	1,782

4.2 Caracterização Magnética

4.2.1 Medidas de Magnetização

Para esse estudo foram realizadas medidas de MAV (descrito anteriormente na secção 2.4), à temperatura ambiente, com campo magnético máximo aplicado de 1,5 kOe no plano do filme. Um passo menor (2 Oe) foi aplicado na região de -150 a 150Oe, para melhor observação das transições de orientação magnética. Também, foram realizadas medidas variando o ângulo de aplicação do campo no plano da amostra, com um passo de 10°, a fim de identificar o eixo de fácil

magnetização (definido como 90° em relação ao eixo de difícil magnetização). Uma curva de magnetização típica de uma válvula de spin é mostrada na Figura 4.4.

Por se tratar de um sistema que apresenta duas fases é necessário redefinir os campos coercivos e de Exchange para cada uma das fases “*top-free*” e “*botton-pinned*” [49]. O cálculo dos campos coercivos de

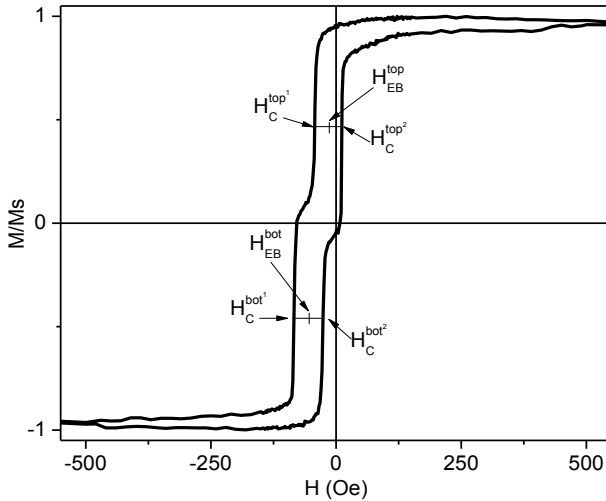


Figura 4.4: Curva típica de uma válvula de spin com campo aplicado ao longo do eixo de fácil magnetização. cada camada magnética é dado por:

$$H_c^{top/bot} = \left| \frac{H_c^{top/bot^1} - H_c^{top/bot^2}}{2} \right| \quad (4.1)$$

Enquanto que para os campos de exchange a expressão é:

$$H_{EB}^{top/bot} = \frac{H_c^{top/bot^1} + H_c^{top/bot^2}}{2} \quad (4.2)$$

A Figura 4.5, mostra medidas de magnetização das amostras com as diferentes espessuras do espaçador de cobre ($x_{Cu} = 2, 5, 8$ e 11nm), para campo aplicado a $\theta_H = 0^\circ$ e $\theta_H = 90^\circ$. Observa-se que para todas as amostras existe um deslocamento (em campo) da curva de histerese. Esse efeito indica que o campo magnético aplicado durante a deposição dos filmes, foi suficiente para induzir uma direção preferencial de magnetização nos filmes. Isso é observado quando analisamos o eixo fácil ($\theta_H = 0^\circ$), mostrado na Figura 4.5, que coincide com a direção em que o campo foi aplicado durante a deposição dos filmes.

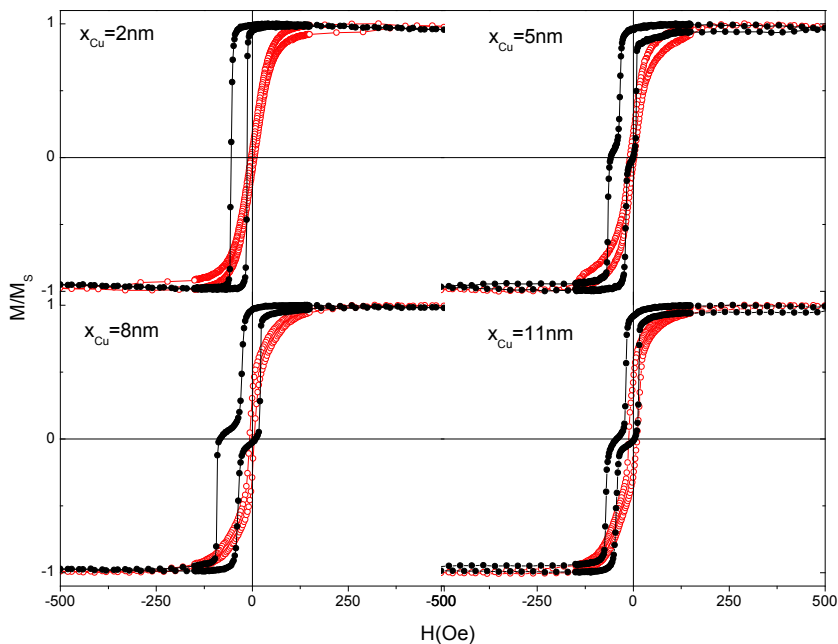


Figura 4.5: Curvas de histerese das amostras para diferentes espessuras de cobre ($x_{Cu} = 2, 5, 8$ e 11nm). As curvas em preto correspondem a $\theta_H = 0^\circ$ e as em vermelho $\theta_H = 90^\circ$.

Observa-se que para a amostra com espaçador de 2nm, não é possível distinguir as reversões magnéticas das camadas individualmente, apenas o deslocamento em campo da curva de

histerese, indicando que as camadas ferromagnéticas estão fortemente acopladas. Para as demais amostras é possível observar as transições, referentes às diferentes coercividades da camada presa e livre.

As figuras 4.6, 4.7, 4.8 e 4.9 mostram as curvas de histerese para alguns ângulos selecionados ($\theta_H = 0, 30, 60, 90, 150$ e 180°), para cada uma das amostras com espaçador de cobre de 2, 5, 8 e 11 nm, respectivamente, onde é possível observar melhor a dependência angular.

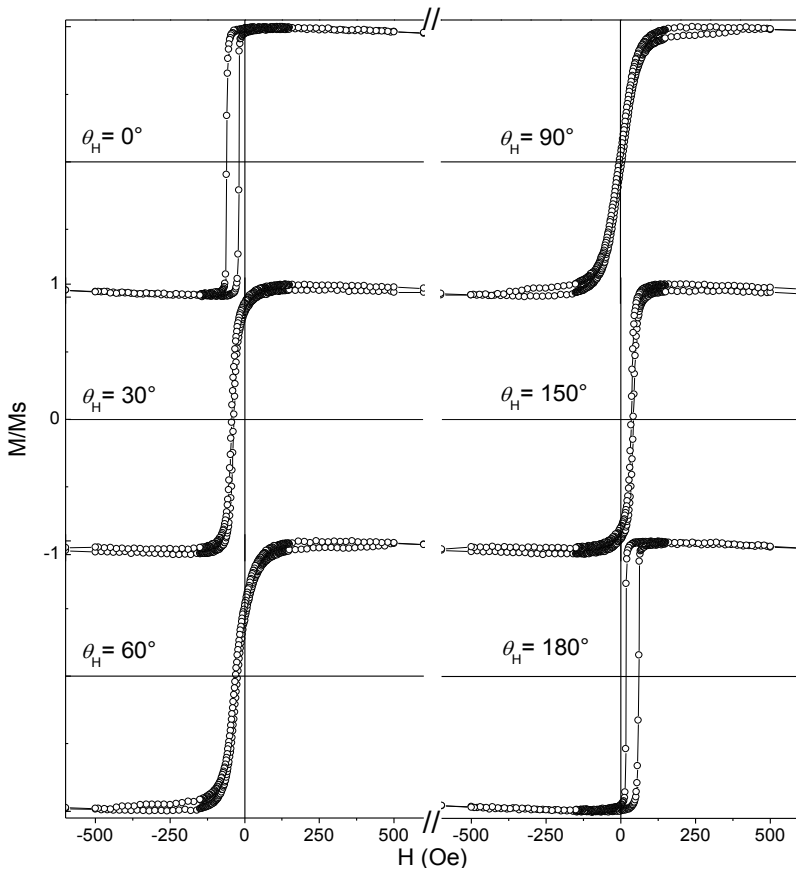


Figura 4.6: Curva de histerese da amostra com $x_{Cu}=2$ nm, para os ângulos $\theta_H= 0, 30, 60, 90, 150$ e 180 graus.

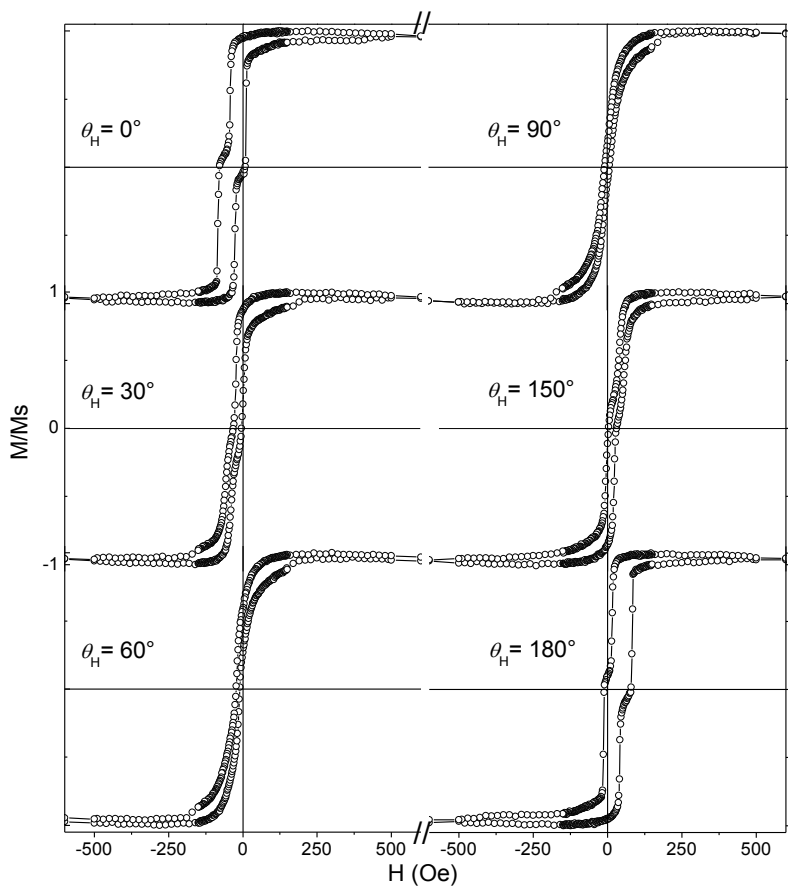


Figura 4.7: Curva de histerese da amostra com $x_{Cu}=5$ nm, para os ângulos $\theta_H= 0, 30, 60, 90, 150$ e 180 graus.

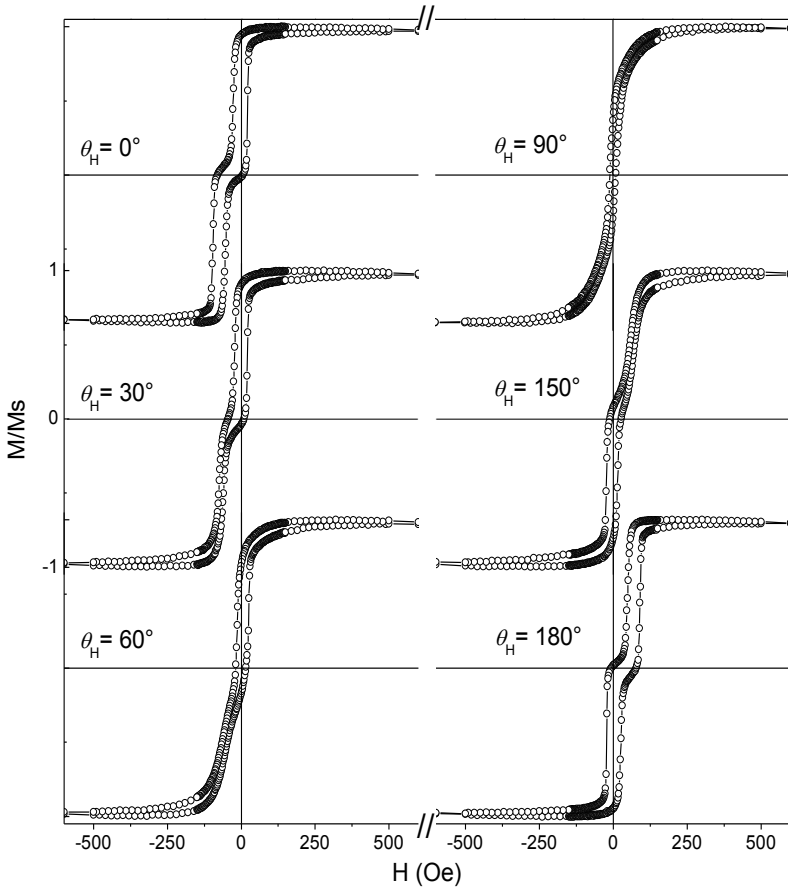


Figura 4.8: Curva de histerese da amostra com $x_{Cu}=8$ nm, para os ângulos $\theta_H=0, 30, 60, 90, 150$ e 180 graus.

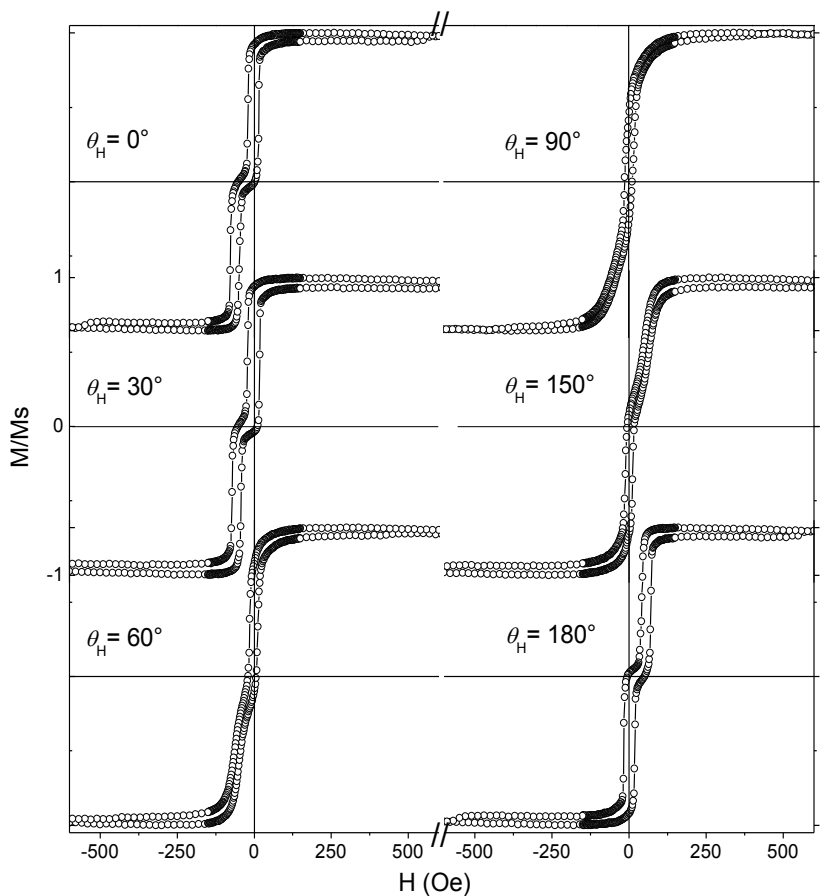


Figura 4.9: Curva de histerese da amostra com $x_{Cu}=11$ nm, para os ângulos $\theta_H=0, 30, 60, 90, 150$ e 180 graus.

Na Figura 4.10 são apresentados os campos de exchange para as fases *top-free* e *bottom-pinned* (cobalto em contato com o IrMn) para cada uma das amostras, ao longo do eixo de fácil magnetização ($\theta_H = 0^\circ$). Nota-se que para as espessuras de 8 e 11 nm, a fase *top* praticamente não apresenta mais H_{EB} , indicando que para estas amostras as camadas ferromagnéticas estão desacopladas. Já H_{EB}^{bot} , apresenta uma diminuição para $x_{Cu} = 11$ nm. No entanto, não podemos afirmar que esta seja uma tendência.

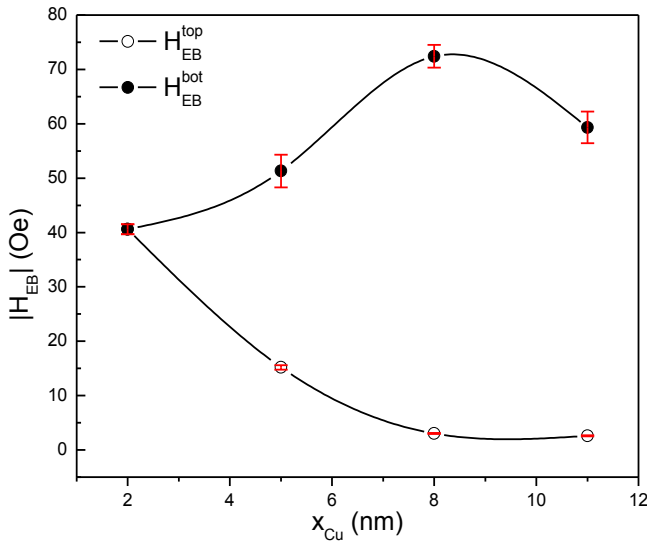


Figura 4.10: H_{EB}^{bot} e H_{EB}^{top} em função da espessura do cobre (x_{Cu}).

4.2.2 Medidas de Magnetorresistência

As medidas magnetorresistivas foram realizadas à temperatura ambiente, nas configurações longitudinal e transversal, com campo magnético máximo aplicado de 800 Oe e corrente constante de 2 mA, aplicada ao longo do eixo de fácil magnetização das amostras. A Figura 4.11, mostra as curvas de MR para as duas configurações de todas as amostras.

Nas medidas magnetorresistivas a amostra está inicialmente saturada, devido à aplicação de um campo externo, ou seja, ambas as camadas ferromagnéticas estão orientadas na mesma direção. O campo é reduzido até o momento em que o campo magnético aplicado seja da ordem do campo coercivo de uma das camadas, invertendo sua magnetização. Como visto na subsecção 1.4.1, a resistência é máxima para a configuração antiparalela, de modo que se observa um aumento da resistência. Quando a outra camada também é invertida a resistência decresce, pois a configuração volta a se tornar paralela.

Também é possível perceber o deslocamento da curva magnetorresistiva devido à interação de Exchange, assim como nas curvas de magnetização da subsecção 4.2.1 acima. Para a amostra de $x_{Cu} = 11\text{nm}$, a medida de MR na configuração longitudinal, foi feita a 180° do eixo fácil, de forma que o deslocamento da curva ocorre para a direita.

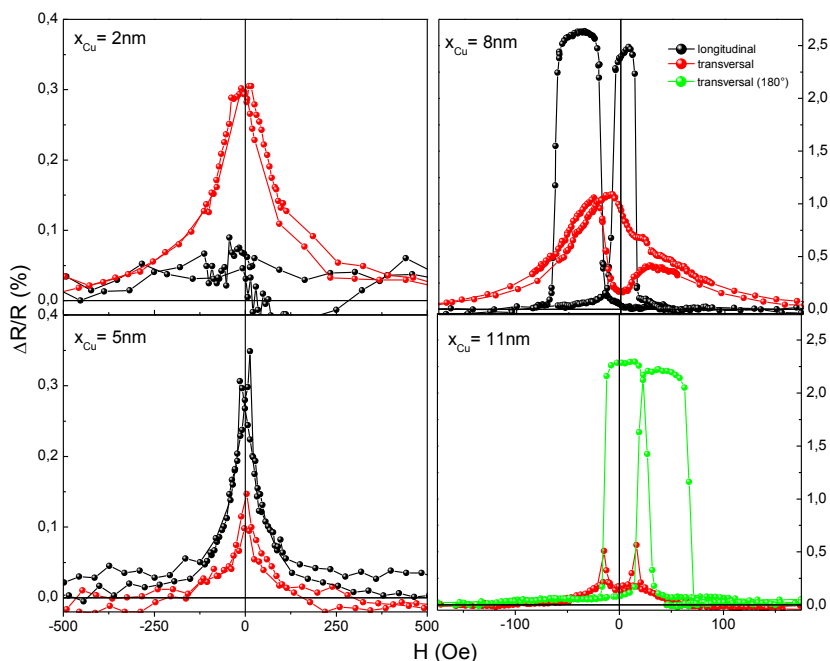


Figura 4.11: Medidas de magnetorresistência das amostras com $x_{Cu} = 2, 5, 8$ e 11 nm , nos modos transversal e longitudinal.

Para as amostras com espessura de cobre de 8 e 11 nm a variação de resistência relativa é da ordem de 2,5%, podendo ser considerada gigante. Uma explicação para esta alta variação é o fato de que, como observamos nas medidas de magnetização, estas amostras parecem ter suas camadas ferromagnéticas totalmente desacopladas. Essa comparação fica mais evidente na Figura 4.12, onde se mostra a variação da resistência relativa para cada uma das amostras. Nota-se que para as amostras com espaçador acima de 5nm, $\Delta R/R$ é maior para a configuração longitudinal, sendo que para $x_{Cu} = 5$ nm a $\Delta R/R$ possui valor um pouco menor, pois ainda há acoplamento entre as camadas ferromagnéticas.

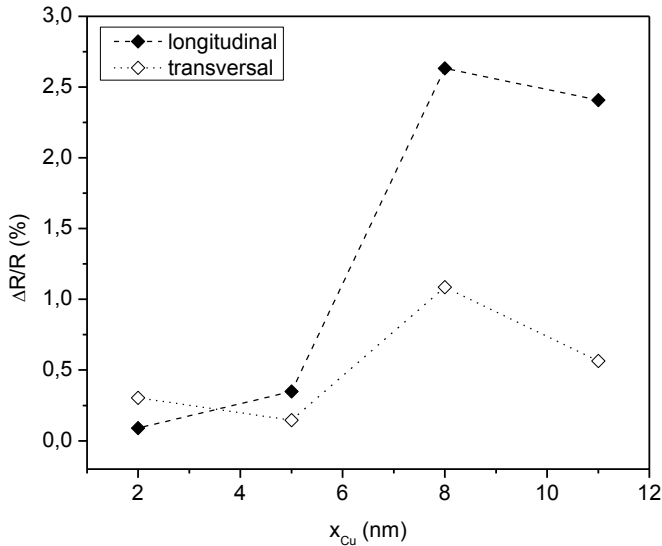


Figura 4.12: Resistência relativa em função da espessura do cobre (x_{Cu}) para as configurações longitudinal e transversal.

4.2.3 Medidas elétricas (i vs v)

As medidas foram realizadas conforme descrita na secção 2.6, com várias escalas de corrente e campo. O diâmetro das pontas de contato utilizadas variou de 400 a 800nm e estima-se uma densidade de

corrente de 1 a 4×10^7 A/cm². Para correntes de 50 mA e área de 500 nm², a densidade de corrente é 2×10^7 A/cm². Observou-se uma grande variedade de efeitos, dependendo da amostra, ponta utilizada e do cuidado na aproximação da ponta com a mesma.

A Figura 4.13 apresenta curvas para a amostra com $x_{Cu} = 2$ nm. Em (a) a medida foi realizada com aplicação de um campo de ~ 70 Oe. Foram realizadas diversas curvas nesta configuração, em diversos pontos da amostra. As curvas foram em geral estáveis, mas eventualmente apresentaram algum efeito de histerese com pequenas variações na resistência. Não foi observado saltos na resistência indicando uma transição entre as configurações paralela/ antiparalela.

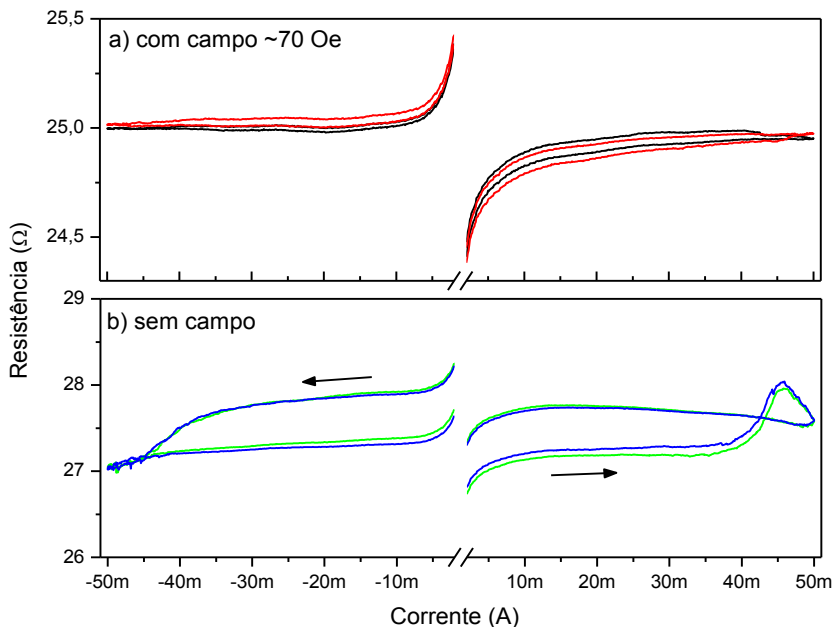


Figura 4.13: Medidas magnetoresistivas para a amostra $x_{Cu}=2$ nm. Em a) medida com campo externo de ~ 70 Oe, em b) medida sem campo e com saturação inicial do sistema.

Em 4.13 (b) a medida foi realizada sem campo, mas com saturação inicial da amostra, ou seja, o estado inicial do sistema possui

alinhamento paralelo entre as camadas ferromagnéticas. São observadas histereses na curva i vs v , com $\Delta R/R \sim 1,6\%$, um aumento da resistência para correntes a partir de 40mA e uma diminuição para valores abaixo de -40mA. Não acreditamos que a formação da histerese seja devido há uma inversão gradual da magnetização, uma vez que a variação da resistência é muito superior à obtida via MRG. Este efeito foi observado em várias outras medidas, sendo que em algumas se observou alguma reprodutibilidade na resposta, como mostrado na Figura 4.13.

Em ambos os casos o fenômeno de spin torque também não foi evidenciado, o que de certa forma já era esperado, devido à existência de um acoplamento entre as camadas ferromagnéticas. Contudo, como as medidas são realizadas em uma pequena região da amostra, poderia se supor que localmente este acoplamento não existisse. Este procedimento foi repetido em diversos pontos da mesma amostra, com pontas diferentes e os resultados foram similares.

A amostra com espaçador de cobre de 5nm mostrou algumas variações de resistência de 0,2%, na mesma ordem de grandeza das

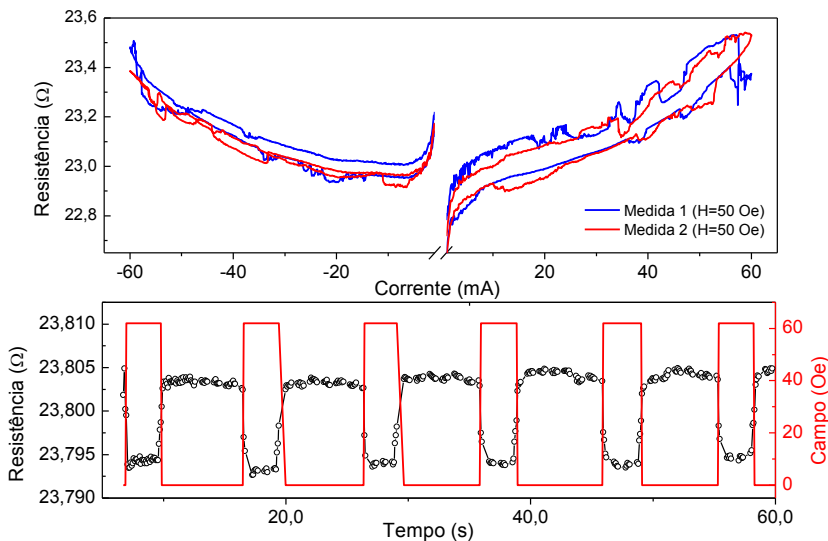


Figura 4.14: Amostra $x_{Cu}=5nm$ a) medida com campo constante de ~ 50 Oe, variações de resistência na ordem de 0,2%, apresenta ainda ruídos e histerese. b) Sensibilidade da amostra há variação do campo.

medidas de MR, Figura 4.14(a), em medidas realizadas com campo magnético aplicado ao longo do eixo de fácil magnetização. Outros efeitos também são observados, como “ruídos”, flutuações, variações rápidas de resistência que podem indicar que o sistema esteja transitando entre estados intermediários, como observado em alguns trabalhos [50]. Também foi possível observar o efeito típico de aquecimento, manifestado pela forma parabólica das medidas.

Na Figura 4.14(b) mostramos como o sistema é sensível à variação do campo magnético externo. Quando o campo é ligado, a resistência diminui (configuração paralela) e ao desligar o campo a resistência aumenta (anti-paralela).

Os “ruídos” foram novamente observados nas medidas da amostra com espaçador de 8nm, Figura 4.15. Em (a) as medidas foram realizadas sem campo e sem saturação inicial da amostra, em preto

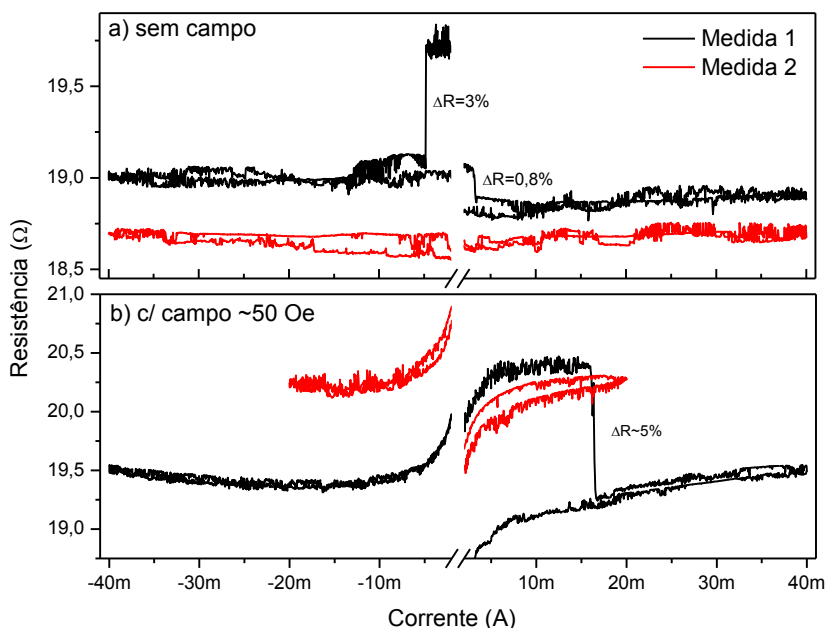


Figura 4.15: Amostra $x_{Cu}=8nm$. (a) medida sem campo e sem saturação inicial, variações de resistência em 3mA na ordem de 0,8% e em -4mA, na ordem de 3%, além de vários ruídos ao longo da medida. (b) medida com campo de ~50 Oe. Grande variação de resistência em 16,5mA.

observa-se duas variações em 3mA, na ordem de 0,8% e em -4mA, na ordem de 3%. Estas variações são consideradas como evidência de transferência de torque, uma vez que são da mesma ordem de grandeza das medidas de MR ($\sim 2,5\%$). Na medida seguinte estas variações bruscas não foram mais observadas. Observam-se apenas ruídos provavelmente atribuídos às transições entre estados intermediários de magnetização. Em (b) as medidas foram feitas com aplicação de um campo de ~ 50 Oe, durante a medida, apenas uma grande variação de resistência de $\sim 5\%$ é identificada em 16,5mA. Esta variação é o dobro dos valores obtidos em medidas de MR e, portanto, é atribuída a alguma movimentação da ponta devido à aplicação do campo.

Outras medidas foram realizadas para esta mesma amostra, com campo aplicado de 20 e -20 Oe, cujas curvas são mostradas na Figura

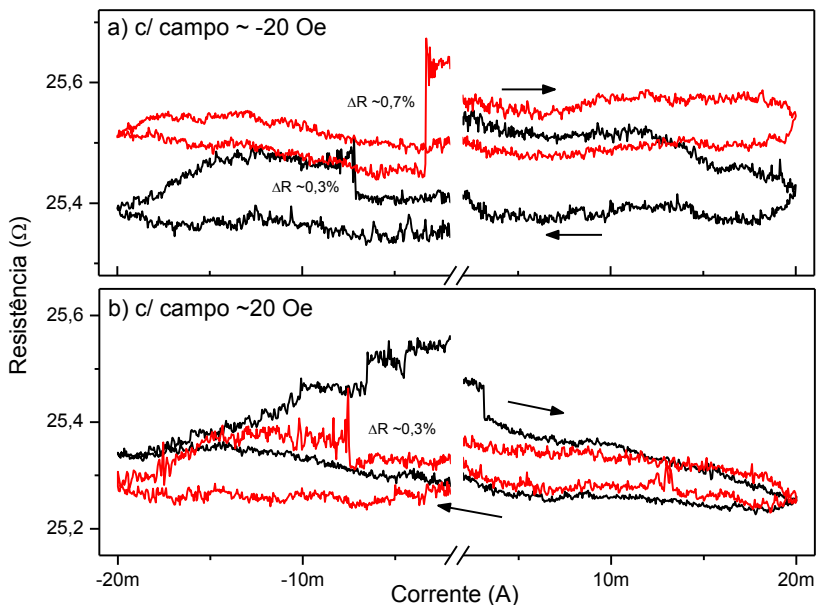


Figura 4.16: Amostra $x_{Cu}=8nm$. (a) medida com campo negativo (-20 Oe) e sem saturação inicial, variações de resistência em -7,2mA na ordem de 0,3% e em -3,3mA, na ordem de 0,7%, além de vários ruídos ao longo da medida. (b) medida com campo positivo de ~ 20 Oe e sem saturação inicial, variações de resistência em -7,5, -6,5mA e 3,1mA, na ordem de 0,3%.

4.16. Foram identificadas variações de resistência em (a) de 0,3% e 0,7% para as correntes de -7,2mA e -3,3mA, respectivamente, e em (b) as variações são da ordem de 0,3%, em -7,5, -6,5 e 3,1mA. Estas variações de resistência estão abaixo do esperado, uma vez que esta amostra apresentou magnetoresistência de 2,5%, o que não significa que não estejam relacionadas à transferência de torque, pelo contrário, podem estar associado a um estado de orientação estável, mas intermediário. Observa-se também a formação de histereses, cujas variações são de 0,3 a 0,5%, que podem mascarar o efeito.

Os efeitos de histerese e as grandes variações de resistência, em relação aos valores esperados de MR, observados nas em medidas de corrente *vs* tensão deste trabalho, são fenômenos típicos de sistemas isolantes ou semicondutores muito finos. Estes são comumente observados em uma grande variedade de filmes de óxidos [51,52]. Os mecanismos de variação da condutividade, neste caso, são diversos e incluem ionização de estados localizados na região do gap na banda de energia destes materiais (traps) pelo campo elétrico relativamente intenso criado localmente durante as medidas. Estes estados originam-se de impurezas ou defeitos no filme de óxido.

Os fenômenos observados justificam o cuidado maior com a produção das amostras e preparação das pontas para preservar a sua integridade até o momento das medidas elétricas. Ou seja, a presença de finas camadas de óxidos das amostras e mesmo nas pontas podem justificar os efeitos observados.

Nas medidas *i vs v*, não foi possível mapear as correntes críticas em que o efeito de transferência de torque ocorre. Na tentativa de fazer este mapeamento, alteramos o método de medida de forma que o sistema de medidas realize uma varredura tanto em campo, como em corrente. Essas medidas foram realizadas de forma automática e realizadas em aproximadamente quatro horas de medida. Algumas apresentaram deriva térmica, entretanto a medida apresentada na Figura 4.17, mostrou-se com boa estabilidade. Nesta medida a escala de cor corresponde à variação da resistência e o valor zero de $\Delta R/R$ está referenciado ao valor de 17,055 Ω . Na região entre 50 e 70 Oe de campo, o aumento da resistência é esperado, pois se trata da resposta de uma medida de MR normal. Ainda assim com uma dependência com a corrente. Foi observado um aumento da resistência na ordem de 0,4%

para correntes acima de 15mA e que apresenta uma dependência com campo aplicado (indicado pelas linhas pretas na figura 4.17). Sugerindo uma transição dependendo da corrente, definindo se assim correntes críticas para mudança de estado magnético.

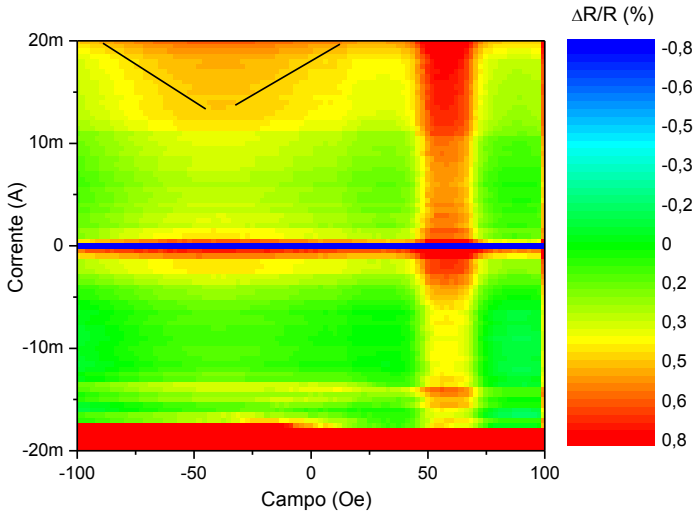


Figura 4.17: Medida de variação da resistência em função do campo e corrente aplicado.

Foi possível observar uma grande diversidade de efeitos nas medidas elétricas, que surgem em conjunto com a transferência de torque. Estes efeitos ainda não estão bem explicados e merecem serem melhores investigados. Ainda assim, identificamos algumas variações de resistência típicas de transferência de torque, no entanto, pouco reprodutivas, devido à sensibilidade da medida.

4.3 Simulação

Buscamos resolver a equação de LLGS, para um sistema simples

(seção 1.6.1 acima, na página nº 416), onde a magnetização inicial da camada livre é definida em função dos ângulos θ e φ . O campo externo e o campo de anisotropia estão na mesma direção da magnetização inicial. Também definimos um vetor polarização da corrente, que representa a corrente polarizada pela camada FM1. Uma corrente com determinada densidade J é aplicada em forma de pulso, por um tempo $t < t_s$. Obtém-se, então, as 3 componentes da magnetização em função do tempo, da corrente e do campo aplicado. O objetivo é identificar condições para regime precessional, inversão e configuração estável e identificar transições entre estes regimes (correntes e campos críticos). É possível ainda, associar a magnetorresistência com a dinâmica da magnetização, que ficará para trabalhos futuros.

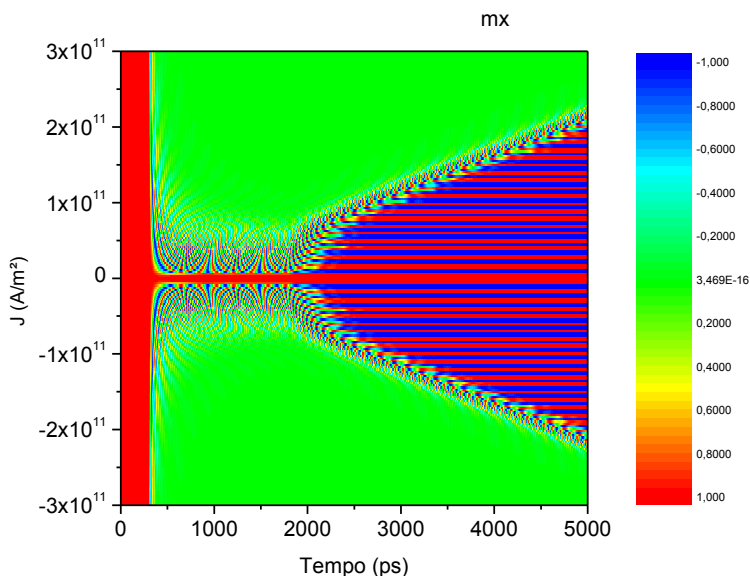


Figura 4.18: Evolução da componente x da magnetização em função do tempo para pulsos de corrente com diferentes intensidades.

A Figura 4.18, mostra um diagrama de cores para vários valores de corrente em função do tempo, para a componente x da magnetização. As cores representam a posição do vetor magnetização. Neste caso, a magnetização está inicialmente ao longo do eixo positivo de x , quando o

pulso de corrente polarizada e orientada a 45° do vetor magnetização, é aplicado. Observa-se que para a região de 1 e -1×10^{11} A/m², o pulso de corrente causa a oscilação da magnetização e após o pulso a magnetização se reorienta para a posição inicial (vermelho, $x = 1$), ou inverte a magnetização (azul, $x = -1$).

Para os valores de corrente, acima ou abaixo do período citado anteriormente, a oscilação provocada pelo pulso é muito rápida, de forma que a magnetização se estabiliza rapidamente ao longo do eixo z , como mostra a Figura 4.19.(b). Sendo que para valores de corrente negativos a orientação da magnetização é ao longo do eixo positivo de z e para corrente positivas, a orientação é ao longo do eixo negativo ($z = -1$).

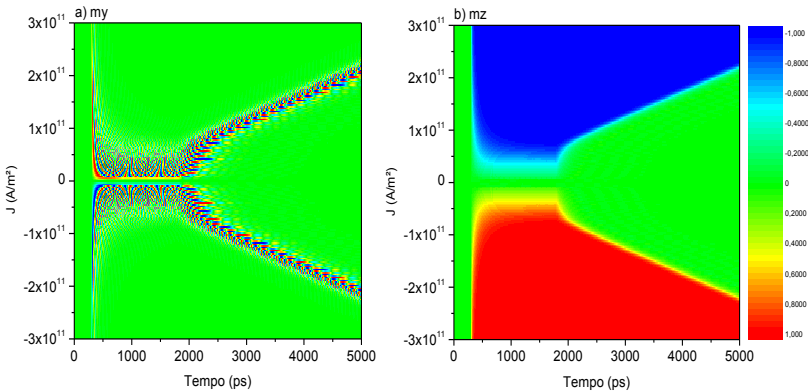


Figura 4.19: Evolução das componente a) x e b) z da magnetização em função do tempo para pulsos de corrente com diferentes intensidades.

Analisando as três componentes da magnetização (Figura 4.18 e Figura 4.19), é possível observar uma coerência na orientação da magnetização. Também percebe-se que a inversão da magnetização ocorre apenas para determinadas densidades de corrente.

5. CONCLUSÕES

Neste trabalho foi realizado um estudo do fenômeno de spin-torque em sistemas válvulas de spin utilizando uma ponta de contato.

Verificou-se que a técnica de corrosão eletroquímica para a produção de pontas de contato, apresentou bons resultados. Medidas de MEV revelaram pontas com diâmetro médio de 400nm e com boa reprodutibilidade. Ainda notou-se que o manuseio e armazenamento das pontas são fatores críticos, para que a ponta se mantenha com qualidade, pois esta é muito sensível.

O sistema IrMn/Co/Cu/Co depositado por *magnetron sputtering*, apresentou o fenômeno de *Exchange Bias*, utilizado propositalmente para prender magneticamente a camada ferromagnética de cobalto. O sistema foi estudado visando analisar a influência do espaçador de cobre no acoplamento entre as camadas ferromagnéticas e no efeito de transferência de torque.

Medidas de magnetização apresentaram deslocamento da curva em campo, devido fenômeno de Exchange bias, indicando que o campo aplicado durante a deposição do filme foi suficiente para induzir tal anisotropia. Para $x_{Cu} \geq 5 \text{ nm}$ é possível distinguir as reversões magnéticas individualmente das diferentes camadas de cobalto. Observa-se ainda uma diminuição de H_{EB}^{bot} com o aumento de x_{Cu} , tornando-se praticamente nulo em $x_{Cu} = 8 \text{ nm}$, quando que a camada superior está desacoplada da camada inferior, enquanto que esta sofre máximo deslocamento, por causa da interação de Exchange.

A influencia do espaçador de cobre também foi percebido nas medidas de MR, onde se observou MRG na ordem 2,5% para as amostras com $x_{Cu} \geq 8 \text{ nm}$, na configuração longitudinal. Para espessuras menores que $x_{Cu} = 8 \text{ nm}$ provavelmente ocorre contato entre as camadas ferromagnéticas, devido a *pinholes*, ou a interação é ferromagnética. Estas propriedades observadas justificaram a potencialidade do sistema para observação do fenômeno de spin torque.

Foi montado um sistema de micro e nanoposicionamento para aproximação da ponta de contato. As medidas i vs v foram feitas em vários pontos das amostras, com pontas e correntes diferentes e em algumas medidas com aplicação de campo magnético. Observou-se nas medidas uma variedade de efeitos que não eram esperados, como efeitos de deriva, formação de histereses, provavelmente devidos à formação de óxidos no filme ou nas pontas. Também foram observados ruídos com amplitude de mesma ordem do valor de MR, o que sugere transições entre estados intermediários de magnetização, ou estados precessionais, e que são fortes evidências da manifestação do efeito de transferência de torque. Todos estes fenômenos devem ser melhores investigados, usando métodos de medidas complementares, como medidas de emissão de ruído da faixa de rádio frequência.

Evidências do fenômeno de transferência de torque foram observadas em algumas medidas, entretanto com pouca reprodutibilidade. As medidas mostraram-se sensíveis ao campo magnético, à troca das pontas e aproximação das mesmas com a superfície da amostra. A pressão do contato parece ser um parâmetro importante para obter resultados reprodutíveis. Eventualmente para uma mesma amostra efeitos diferentes foram observados apenas mudando a ponta de contato.

Não foi possível identificar com clareza correntes críticas devido a pouca reprodutibilidade das medidas de i vs v .

Mesmo não sendo tão explorada durante o trabalho, as simulações realizadas, possibilitou uma maior compreensão do fenômeno. Claro que, por se tratar de uma simulação os processos dinâmicos não são tão complexos quanto os observados nos experimentos.

5.1 Perspectivas

No que diz respeito à continuidade deste trabalho, é necessário aperfeiçoar a sistema de aproximação da ponta, de forma semelhante ao método utilizado em sistemas de STM (*Scanning Tunneling Microscope*), controlando a força com que a ponta toca a superfície,

evitando que sejam danificadas e garantindo que a área de contato seja realmente a que foi estimada. Ainda é possível realizar um estudo mais detalhado da estrutura das amostras, através de Microscopia Eletrônica de Transmissão (MET), analisando a existência (ou não) de *pinholes*, ligando as camadas ferromagnéticas, ou formação de óxidos.

Por se tratar de um tema recente e de grande potencial de pesquisa, o fenômeno de transferência de torque, oferece muitas possibilidades de pesquisa, como:

- Depositar a camada ferromagnética na ponta, de forma que a corrente já seja spin polarizada na ponta, não sendo necessário que a amostra “filme” tenha uma camada presa magneticamente;
- Estudo de sistemas com filmes de óxidos como separadores das camadas ferromagnéticas, de forma a estudar o fenômeno de spin torque através de junções túneis;
- Realizar o contato nanométrico do filme através de nanoidentação.
- Produzir nanopilares usando técnicas de litografia.

6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. KISELEV, S. I. et al. Microwave oscillations of a nonomagnet driven by a spin-polarized current. **Nature**, 2003, 425.
2. SLONCZEWSKI, J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. **J. Magn. Magn. Mater.**, 159, 1996.
3. BERGER, L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. **Phys. Rev. B**, 54, n. 13, October 1996. 9353–9358.
4. TEHRANI, S. et al. High density submicron magnetoresistive random access memory (invited). **J. Appl. Phys.**, 85, n. 8, 1999. 5822.
5. DEAC, A. et al. Current-induced magnetization switching in exchange-biased spin valves for current-perpendicular-to-plane giant magnetoresistance heads. **Phys. Rev. B**, 73, n. 6, february 2006. 064414.
6. LEE, K. L. et al. Spin transfer effect in spin-valve pillars for current-perpendicular-to-plane magnetoresistance heads (invited). **J. Appl. Phys.**, 95, n. 11, 2004.
7. WEGROWE, J.-E. et al. Current-induced magnetization reversal in magnetic nanowires. **Europhysics letters**, 5, March 1999. 626.
8. CHEN, T. Y.; JI, Y.; CHIEN, C. L. Switching by point-contact spin injection in a continuous film. **Appl. Phys. Lett.**, 84, 2004.
9. CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. **Introduction to Magnetic Materials**. 2ª. ed. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2009.
10. COEY, J. M. D. **Magnetism and Magnetic Materials**. New York: Cambridge University Press, 2009.
11. REZENDE, S. M. **Materiais e Dispositivos Eletrônicos**. 2ª. ed. São Paulo: Livraria da Física, 2004.
12. JOHNSON, M. T. et al. Magnetic anisotropy in metallic multilayers. **Rep. Prog. Phys.**, 59, n. 11, 1996. 1409-1458.
13. CASTRO, G. M. B. **Estudo das propriedades estruturais, magnéticas e magnetorresistivas em multicamadas magneticas**

- de Co/Pt acopladas a IrMn.** Tese (Doutorado em Ciências) - Programa de Pós-graduação em Física - UFRGS, Porto Alegre, p. 114, 2010.
14. RADU, F.; ZABEL, H. Exchange bias effect of ferro-/antiferromagnetic heterostructures. In: ZABEL, H.; (EDS), S. D. B. **Magnetic Heterostructures: Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport.** Berlin: Springer, v. 227, 2008.
 15. BAIBICH, M. N. et al. Gigant Magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr Magnetic Superlattices. **Phys. Rev. Lett.**, 61, n. 21, 1988.
 16. SHINJO, T. (Ed.). **Nanomagnetism and Spintronics.** Oxford: Elsevier, 2009.
 17. VIEGAS, A. D. C. **Magnetostricção em filmes finos.** Dissertação (Mestrado em Física) - Programa de Pós-graduação em Física UFRGS, Porto Alegre, 1993.
 18. O'HANDLEY, R. C. **Modern Magnetic Materials: principles and applications.** [S.l.]: John Wiley & Sons, 2000.
 19. STRIJKERS, G. J. et al. Andreev reflections at metal/superconductor point contacts: Measurement and analysis. **Phys. Rev. B**, 63, n. 10, 2001. 104510.
 20. SOULEN-JR., R. J. et al. Measuring the spin polarization of a metal with a superconducting point contac. **Science**, 282, 1998. 85.
 21. BERGER, L. Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets. **J. Appl. Phys.**, 49, n. 3, 1978. 2156-2161.
 22. BERGER, L. Exchange interaction between ferromagnetic domain wall and electric current in very thin metallic film. **J. Appl. Phys.**, 55, n. 6, 1984. 1954-1956.
 23. TSOI, M. V.; JASEN, A. G. M.; BASS, J. Search for point-contact gigant magnetoresistance in Co/Cu multilayers. **J. Appl. Phys.**, 81, n. 8, 1997.
 24. ULTRAFAST Magnetic Switching of Nanoelements with Spin Currents. **Site Grupo Stöhr.** Disponível em: <<http://ssrl.slac.stanford.edu/stohr/spinjection.htm>>. Acesso em: 13 fevereiro 2012.
 25. FERT, A. et al. Magnetization reversal by injection and transfer of spin: experiments and theory. **J. Magn. Magn. Mater.**, 2004. 1706-1711.
 26. STAUDACHER, T.; TSOI, M. Spin-torque-driven ferromagnetic

- resonance in point contacts. **J. Appl. Phys.**, 109, n. 7, March 2011. 07C912.
27. CHEN, W. et al. Spin-torque driven ferromagnetic resonance of Co/Ni synthetic layers in spin valves. **Appl. Phys. Lett.**, 92, n. 1, January 2008. 012507.
 28. HILLEBRANS, B.; OUNADJELA, K. (Eds.). **Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I**. Berlin: Springer, v. 83, 2002.
 29. EBELS, U. et al. Macrospin description of the perpendicular polarizer-planar free-layer spin-torque oscillator. **Phys. Rev. B.**, 78, 2008.
 30. XIAO, J.; ZANGWILL, A.; STILES, M. D. Macrospin Models of Spin Transfer Dynamics. **Phys. Rev. B.**, 72, 2005.
 31. DEAC, A. et al. Spin transfer effects in exchange-biased spin-valves for current-perpendicular-to-plane magnetoresistive heads. **J. Magn. Magn. Mater.**, 290-291, n. 1, 2005. 42-47.
 32. LEE, K. J. et al. Spin transfer effect in spin-valve pillars for current-perpendicular-to-plane magnetoresistive heads (invited). **J. Appl. Phys.**, 94, n. 11, 2004.
 33. TORRES, L. et al. Micromagnetic computations of spin polarized current-driven magnetization processes. **J. Magn. Magn. Mater.**, 286, 2005. 381-385.
 34. PRESS, W. H. et al. **Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1986.
 35. EDWARDS, S. J. X-ray wavelength units. **Phys. Educ.**, 5, n. 2, 1970. 82-84.
 36. KITTEL, C. **Introdução à Física do Estado Sólido**. 8ª. ed. [S.l.]: LTC, 2006. 598 p.
 37. CULLITY, B. D. **Elements of X-ray diffraction**. 2ª. ed. [S.l.]: Addison-Wesley, 1978.
 38. **Laboratório de Difração de Raios-X**. Disponível em: <<http://www.fisica.ufsc.br/~ldrx/>>. Acesso em: 01 Fevereiro 2012.
 39. ALS-NIELSEN, J.; MCMORROW, D. **Elements of Modern X-ray Physics**. 2ª. ed. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2011.
 40. BIRKHOFF, M. **Thin Film Analysis by X-Ray Scattering**. [S.l.]: WILEY-VCH, 2006.
 41. Thin Films Analysis: X-ray reflectometry. Semana de Difração de

- Raios-X na UFSC, Apresentação. [S.l.], 2009.
42. DEDAVID, B. A.; GOMES, C. I.; MACHADO, G. Microscopia eletrônica de varredura : aplicações e preparação de amostras: materiais poliméricos, metálicos e semicondutores, Porto Alegre, 2007. Disponível em: <<http://www.pucrs.br/edipucrs/online/microscopia.pdf>>. Acesso em: 23 Janeiro 2012.
 43. PRUKOP, S.; BARRON, A. R. SEM and its Applications for Polymer Science, 2011. Disponível em: <<http://cnx.org/content/m38344/1.1/>>. Acesso em: 23 Janeiro 2012.
 44. JEOL USA. Disponível em: <<http://www.jeolusa.com/Default.aspx?tabid=192>>. Acesso em: 23 Janeiro 2012.
 45. SAMPAIO, L. C. et al. Técnicas de Magnetometria. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, 22, n. 3, Setembro 2000. 406-410.
 46. **Laboratório Multiusuário de Caracterização Magnética de Materiais.** Disponível em: <<http://labcam.paginas.ufsc.br/equipamento/>>. Acesso em: 24 Janeiro 2012.
 47. LEÃO, L. H. V. **Geração de uma voltagem induzida por onda de spin em filmes e multicamadas magnéticas.** Universidade Federal de Pernambuco, Recife, p. 88, 2004.
 48. IBE, J. P. et al. On the electrochemical etching of tips for scanning tunneling microscopy. **J. Vac. Sci. Technol A**, v. 8, n. 4, p. 3570-3575, 1990.
 49. DIAS, T. **Controle de fase do Exchange Bias em filmes de Co/IrMn/Cu/Co.** Dissertação (Mestrado em Ciências dos Materiais) - Programa de Pós-graduação em Ciências dos Materiais - UFRGS, Porto Alegre, p. 103f., 2012.
 50. ACREMANN, Y. et al. Time-Resolved Imaging of Spin Transfer Switching: Beyond the Macrospin Concept. **Phys. Rev. Lett.**, 96, 2006. 217202.
 51. WASER, R.; M.AONO. Nanoionics-based resistive switching memories. **Nature Materials**, 6, 2007. 833.
 52. BECK, A. et al. Reproducible switching effect in thin oxide films for memory applications. **Appl. Phys. Lett**, 77, 2000. 139.
 53. LEÃO, L. H. V. **Geração de voltagem induzida por onda de spin**

- em filmes e multicamadas magnéticas.** Universidade Federal de Pernambuco, Recife, p. 88, 2004.
54. LEE, K. L. et al. Spin transfer effect in spin-valve pillars for current-perpendicular-to-plane magnetoresistance heads (invited). **J. Appl. Phys.**, 95, n. 11, 2004.
55. EBELS, U. et al. Macrospin description of the perpendicular polarizer-planar free-layer spin-torque oscillator. **Phys. Rev. B.**, 78, 2008.
56. SLONCZEWSKI, J. C. Currents and torques in metallic magnetic multilayers. **J. Magn. Magn. Mater.**, 247, n. 3, 2002.
57. VIEGAS, A. D. C. **Magnetostricção em filmes finos.** Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Dissertação (Mestre em Física). Porto Alegre, 1993.