

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS
INSTITUTO DE FÍSICA E MATEMÁTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**



Dissertação

**Título: Interações de troca em tricamadas Co/Cr/NiFe analisadas por
medidas de magnetização em função do campo magnético**

Heleonísia Antônia Vieira Moreira

Pelotas, 2016

Heleonísia Antônia Vieira Moreira

Interações de troca em tricamadas Co/Cr/NiFe analisadas por medidas de magnetização em função do campo magnético

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física e Matemática da Universidade Federal de Pelotas, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Willian Edgardo Alayo Rodriguez

Pelotas, 2016


Heleonísia Antônia Vieira Moreira

Interações de troca em tricamadas Co/Cr/NiFe analisadas por medidas de magnetização em função do campo magnético

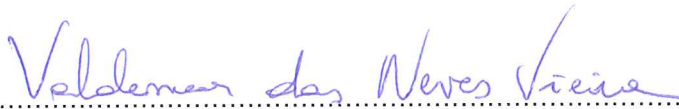
Dissertação aprovada, como requisito parcial, para obtenção do grau de Mestre em Física, Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas.

Data da Defesa: 31 de outubro de 2016.

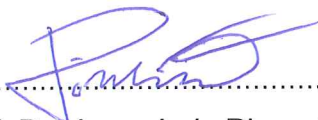
Banca Examinadora



Prof. Dr. Willian Edgardo Alayo Rodriguez (Orientador)
Doutor em Física pelo Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas



Prof. Dr. Valdemar das Neves Vieira
Doutor em Ciências pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul



Prof. Dr. Jorge Luiz Pimentel Júnior
Doutor em Física pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul

**Dedico este trabalho a
meus pais e a minha filha**

Agradecimentos

Ao meu orientador Willian Edgardo Alayo Rodriguez pelos ensinamentos, dedicação, paciência, orientação e oportunidade de trabalhar durante estes dois anos de Mestrado.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pela bolsa concedida para a realização deste trabalho.

Aos profissionais que colaboraram com o desenvolvimento da pesquisa, entre eles a Dra. Elisa Baggio-Saitovitch, Dr. Marcos de Souza, Dr. Cesar Avellaneda, Dr. Wladimir Flores, Dr André Gündel, Dr. Fernando Pelegrini e Leandro Figueiredo.

Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, que permitiu a produção das amostras bem como a realização de análises por refletividade de raios x e por medidas magnéticas.

À Universidade Federal do Pampa, Campus Bagé, em especial ao Dr. André Gundel, pela realização das medidas de AFM e ao Dr. Wladimir Flores pelas medidas de difração de raios x.

Aos professores Victor Paulo Barros Gonçalves e Alexandre Diehl e a todo o corpo docente do programa de Pós-graduação em Física da UFPel.

Aos colegas e amigos de mestrado, em especial ao meu colega Jean Lui Salazar Cuaila.

Ao a meu noivo Alex Dutra Meireles e Maria Clara pelo apoio, amizade e paciência que sempre tiveram.

Ao a meu pai João Batista Moreira, que mesmo ausente sempre foi um admirador da área do eletromagnetismo.

Em especial à minha mãe, Nelba Vieira, que sempre me apoiou de forma incondicional em todas decisões da minha vida, pela dedicação e carinho que sempre ofereceu a minha filha de forma a possibilitar minha jornada pelo mestrado.

A minha filha Lilian Dalva Moreira pelo amor, paciência e apoio. Agradeço por estar sempre ao meu lado me apoiando e compreendendo a falta de tempo por horas necessárias.

A Deus acima de tudo por ter conseguido chegar até este momento.

RESUMO

MOREIRA, Heleonísia Antônia Vieira. **Interações magnéticas em tricamadas Co/Cr/NiFe analisadas por medidas de magnetização em função do campo magnético. 2016. 89p.** Dissertação (Mestrado em Física) – Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2016.

O presente trabalho aborda a análise experimental das propriedades estruturais e magnéticas de tricamadas, que são filmes finos formados por duas camadas ferromagnéticas separadas por uma camada não magnética. Uma das camadas ferromagnéticas é composta por cobalto, a outra por uma liga de níquel e ferro, enquanto que a camada não magnética, por cromo. As espessuras dos filmes são da ordem de nanômetros e estes foram produzidos sobre substratos de silício monocristalino pela técnica de pulverização catódica, a partir de materiais de alta pureza. Por medidas de refletividade de raios x, verificaram-se as espessuras das camadas depositadas. Foram produzidos dois sistemas de tricamadas. No primeiro fixou-se a espessura das camadas ferromagnéticas e variou-se a espessura do cromo. No outro, variou-se a espessura da camada de cobalto, deixando fixas as espessuras dos outros materiais. Ambos sistemas foram usados para analisar as interações magnéticas entre duas camadas ferromagnéticas, com diferentes anisotropias magneto-cristalinas, através de uma camada não magnética. Estas análises foram feitas por medidas de magnetização em função do campo magnético, a partir das quais foram obtidas as energias de anisotropia e de interação de troca bilinear e biquadrática, usando um modelo fenomenológico que considera tais interações. Para o primeiro sistema observou-se que a constante de interação de troca oscila entre valores positivos e negativos em função da espessura do cromo. Isto é associado a um alinhamento paralelo e antiparalelo, respectivamente, das magnetizações. Para o segundo sistema, observou-se uma diminuição da constante de interação de troca com a espessura de cobalto, o que pode ser atribuído a uma mudança da anisotropia cristalina do cobalto.

Palavras-chave: Tricamadas magnéticas; Magnetometria de Amostra Vibrante; Microscopia de Força Atômica; acoplamento bilinear; acoplamento biquadrático.

ABSTRACT

MOREIRA, Heleonísia Antônia Vieira. **Magnetic interactions of Co/Cr/NiFe analyzed by magnetization measurements as a function of the magnetic field.** 2016. 89p. Dissertation (Master Degree in Physics) – Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2016.

The present work deals an experimental analysis of the structural and magnetic properties of trilayers, which are thin films, formed by two ferromagnetic layers separated by a non-magnetic layer. One of the ferromagnetic layers is composed by cobalt, the other one, by a nickel-iron alloy, while the non-magnetic layer, by chromium. The thicknesses of the films are of the order of nanometers and these were produced onto single-crystalline wafers of silicon by the magnetron sputtering technique, using high purity targets. By x-ray reflectivity measurements, the layer thicknesses were verified. Two trilayer systems were produced. In the first one, the thickness of the ferromagnetic layers was fixed and the chromium thickness was varied. In the other one, the cobalt thickness was varied; remaining fixed the thicknesses of the other layers. Both systems were used in order to analyze the magnetic interactions between two ferromagnetic layers, with different magneto-crystalline anisotropies, across a non-magnetic layer. These analysis were performed by measurements of magnetization as a function of the applied field from which, the anisotropy energy and the exchange interaction constants were obtained, by using a phenomenological model which considers such interactions. For the first system, it was observed that the exchange interaction constant oscillates between positive and negative values as a function of the chromium thickness. This is associated to a parallel and antiparallel alignment, respectively, of magnetizations. For the second system, a decrease of the exchange interaction constants with the cobalt thickness was observed and it can be attributed to a change of the crystalline anisotropy of cobalt.

Key-words: Magnetic trilayer; vibrating sample magnetometry; Atomic Force Microscopy; bilinear coupling; biquadratic coupling.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

1	INTRODUÇÃO	
2	FUNDAMENTOS TEÓRICOS	
2.1	Aspectos gerais sobre filmes finos	19
2.2	Interações magnéticas em tricamadas $FM_1/NM/FM_2$	21
2.2.1	Interação Zeeman	22
2.2.2	Anisotropia magnética	23
2.2.3	Energia de Interação de troca	28
2.2.4	Energia livre total do sistema	31
3	MÉTODOS DE PRODUÇÃO DE AMOSTRAS E DE ANÁLISE EXPERIMENTAL	
3.1	Deposição de filmes por pulverização catódica	35
3.2	Técnicas de análise estrutural	38
3.2.1	Refletividade de raios X	38
3.2.2	Microscopia de força atômica	41
3.3	Magnetometria de amostra vibrante	45
4	PRODUÇÃO DOS FILMES E DETALHES DAS AMOSTRAS	
4.1	Limpeza dos substratos e taxas de deposição	47

4.2	Amostras produzidas	51
4.3	Estrutura cristalina das camadas	52
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	
5.1	Análise por Refletividade de raios X	55
5.2	Microscopia de força atômica	60
5.3	Medidas de magnetização em função do campo magnético	62
5.3.1	Tricamadas da série Co/Cr(t)/NiFe	63
5.3.2	Tricamadas da série Co(d ₁)/Cr/NiFe	70
5.3.3	Análise de resultados e constantes de interação de troca	73
6	CONCLUSÕES	
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	

LISTA DE FIGURAS

2.1	Representação de uma tricamada $FM_1/NM/FM_2$ sobre um plano x-y (lado esquerdo). O campo magnético aplicado (H) é paralelo ao plano da tricamada, assim como as magnetizações M_1 e M_2 e estes vetores formam os ângulos θ_H , θ_1 e θ_2 com respeito ao eixo x, respectivamente (lado direito).....	21
2.2	Ilustração do acoplamento bilinear para o caso ferromagnético ($J_1 > 0$) e antiferromagnético ($J_1 < 0$).....	30
3.1	Ilustração do processo de deposição de filmes finos por pulverização catódica (esquerda) e imagem deste processo durante a deposição de um filme (direita).....	36
3.2	Parte superior: Sistema de pulverização catódica (<i>Magnetron Sputtering</i>), usado para a produção de amostras. Parte inferior: Diagrama esquemático do interior das câmaras do sistema.....	38
3.3	Franjas de Kiessig para um filme de tri(8-hidroxiquinolato) de alumínio. O valor do ângulo crítico (θ_c) está relacionado à densidade da amostra, entretanto, a amplitude das franjas está relacionada à espessura (t) e à sua rugosidade (σ) das mesmas.....	39
3.4	Sistema de difração de raios x usado na obtenção das curvas de refletividade.....	40
3.5	Força em função da distância de separação entre a ponteira e a amostra de um microscópio de força atômica.....	43
3.6	Equipamento utilizado para medições de AFM localizado no Laboratório de Raio-X da UNIPAMPA.....	44
3.7	Esquema de um Magnetômetro de Amostra Vibrante.....	45
3.8	Sistema VersaLab – Quantum Design do CBPF, usado para as medidas de magnetização.....	46
4.1	Processo de limpeza dos substratos por meio de banhos com ultrassom.....	47

4.2	Curva de refletividade de um filme de calibração de Cobalto obtida à temperatura ambiente. No gráfico inserido, os círculos abertos mostram a dependência de $\text{sen}^2\theta$ com n , onde θ corresponde às posições angulares dos máximos locais e n é a ordem da interferência construtiva. A linha cheia, sobreposta aos círculos, é um ajuste da equação (25) aos dados experimentais.....	49
4.3	Substratos limpos e fixos com fita Kapton sobre a placa de suporte, que é encaixada no sistema de pulverização catódica.....	50
4.4	Sequência de deposição das camadas da primeira série de tricamadas.....	51
4.5	Sequência de deposição das camadas da segunda série de tricamadas.....	52
4.6	Difratograma da amostra Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(120Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å), obtido à temperatura ambiente num difratômetro convencional.....	53
5.1	Curvas de Refletividade de Raio-X com seus respectivos ajustes, obtidos com o programa WINGIXA, para as amostras de Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å) com espessuras de Cr de 8; 10 Å; 15 Å; 30 Å; 40 Å e 120 Å.....	55
5.2	Curvas de Refletividade de Raio-X com seus respectivos ajustes através do programa WINGIXA para as amostras de Co(d_1)/Cr(11Å)/NiFe(150Å) com espessuras de Co de 40; 80; 140; 200 e 240 Å.....	58
5.3	Vista em perspectiva da imagem topográfica da varredura em 5µm × 5µm realizada sobre a amostra Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(8Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å).....	60
5.4	Vista em perspectiva da imagem topográfica da varredura em 5µm × 5µm realizada sobre a amostra Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(25Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å).....	60

5.5	Vista em perspectiva da imagem topográfica da varredura em $5\mu\text{m}\times 5\mu\text{m}$ realizada sobre a amostra Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(30Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å).....	61
5.6	Vista em perspectiva da imagem topográfica da varredura em $5\mu\text{m}\times 5\mu\text{m}$ realizada sobre a amostra Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(120Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å).....	61
5.7	Curvas de magnetização, em função do campo magnético aplicado no plano, das tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å) para algumas das espessuras, t, da camada intermediária de Cr.....	64
5.8	Curvas de magnetização de algumas das tricamadas da série Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å); para $t=9\text{Å}$ (acoplamento AF), $t = 15 \text{ Å}$ (acoplamento FM) e $t = 120 \text{ Å}$ (sem acoplamento de troca). A linha vertical tracejada compara os campos de saturação das amostras com acoplamento AF e FM com respeito à amostra sem acoplamento.....	67
5.9	Diferença entre os campos de saturação (ΔH_s) das tricamadas com acoplamento de troca e o da tricamada sem acoplamento, em função da espessura, t, da camada de Cr. O erro nos valores de ΔH_s corresponde ao erro nas medidas do campo aplicado, que é de $\pm 2 \text{ Oe}$. A linha tracejada é um guia para os olhos.....	69
5.10	Curvas de magnetização para algumas amostras da série de tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(d_1)/Cr(11Å)/NiFe(150Å)/ Cr(40Å), com diferentes espessuras da camada de Co, d_1	71
5.11	Curvas de magnetização, em função do campo, das tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/ Cr(40Å) para $t = 9, 15$ e 120 Å . Os quadrados abertos são os dados experimentais e as linhas cheias foram calculadas com a Equação (30), usando (a) $J_1 = -30 \times 10^{-3} \text{ erg/cm}^2$ e $J_2 = -15 \times 10^{-3} \text{ erg/cm}^2$, (b) $J_1 = 80 \times 10^{-3} \text{ erg/cm}^2$ e $J_2 = 35 \times 10^{-3} \text{ erg/cm}^2$, (c) $J_1 = 0$ e $J_2 = 0$	77

5.12	Energia de interação de troca bilinear J_1 em função da espessura da camada de Cr, t , (a) usadas nos cálculos dos ciclos de histerese da série de tricamadas Co/Cr(t)/NiFe. Podemos ver que $J_1(t)$ reproduz o comportamento observado para o parâmetro ΔH_s (b) descrito na seção 5.3.1	79
5.13	Curvas de magnetização em função do campo para a série de tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(d_1)/Cr(11Å)/NiFe(150Å)/ Cr(40Å), para algumas das espessuras da camada de Co, d_1 . Os quadrados abertos representam os dados experimentais e as linhas cheias foram obtidas com a Equação (30) usando os parâmetros da Tabela 6.....	83

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	Materiais dos alvos usados para o crescimento dos filmes finos.....	48
Tabela 2	Valores das espessuras (e) das camadas e das rugosidades interfaciais (σ) das amostras do sistema Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/ NiFe(150Å)/Cr(40Å) obtidas através do ajuste realizado com o programa WINGIXA.....	56
Tabela 3	Valores das espessuras (e) das camadas e das rugosidades interfaciais (σ) das amostras do sistema Si(111)/Cr(80Å)/Co(d_1)/Cr(11Å)/ NiFe(150Å)/Cr(40Å) obtidas através do ajuste realizado com o programa WINGIXA.....	59
Tabela 4	Rugosidades obtidas das imagens de AFM obtidas para algumas das amostras.....	62
Tabela 5	Valores das constantes de interação de troca biquadrática, J_2 , para as diferentes espessuras, t, usados nos cálculos dos ciclos de histerese da série de tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å).....	81
Tabela 6	Valores dos campos de anisotropia uniaxial (H_{u1}) e das constantes de interação de troca bilinear (J_1) e biquadrática (J_2) para as diferentes espessuras, d_1 , usados nos cálculos dos ciclos de histerese da série de tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(d_1)/Cr(11Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å).....	82

1 INTRODUÇÃO

Os filmes finos são camadas de materiais depositadas sobre outro material, denominado substrato. A espessura das camadas pode variar desde os poucos angstroms ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$) até alguns micrômetros. O desenvolvimento da pesquisa desses materiais aumentou vertiginosamente ao longo dos anos e, durante as últimas décadas, o mundo vem testemunhando uma enorme mudança devido ao avanço nesse campo, por meio da fabricação de diversos dispositivos de tamanho muito reduzido, mas com uma grande capacidade no desempenho de diversas tarefas. Como exemplos podemos citar, os dispositivos móveis de comunicação, computadores e os diferentes tipos de sensores magnéticos e óticos que os compõem, nos quais os filmes finos são seus elementos essenciais [1, 2].

Na escala manométrica, os materiais na forma de filmes finos apresentam propriedades físicas diferentes daquelas que os mesmos materiais apresentam em micro ou macro escalas, pois o seu tamanho influi no comportamento dos átomos que o constituem. Dentre as propriedades que são afetadas, podemos mencionar as elétricas, magnéticas, morfológicas, estruturais, óticas e mecânicas. Desta forma cada material deverá se comportar de forma única com características específicas do material de que são formadas [3]. Neste cenário, as propriedades magnéticas têm recebido especial atenção no campo de pesquisa científica e tecnológica, uma vez que as propriedades magnéticas e o tamanho dos dispositivos eletrônicos faz surgir cada vez mais uma intensa procura na aplicabilidade destes materiais nanoestruturados. Por outro lado, para o controle e aplicação dos mesmos, é necessário entender suas propriedades físicas básicas. Para isto pode-se usar um sistema simples que é formado por duas camadas ferromagnéticas separadas por uma camada não magnética, que recebe o nome de tricamada magnética [4].

As tricamadas permitem analisar comportamentos magnéticos complexos, como a anisotropia magnética e a interação de troca de longo alcance [5, 6]. O presente trabalho aborda a análise da interação de troca de longo alcance em tricamadas compostas por Cobalto e Permalloy (uma liga $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, que em diante chamaremos de NiFe), que são materiais ferromagnéticos a temperatura ambiente. Estas camadas são intercaladas por uma camada de Cromo que, na faixa de espessuras usadas, é um material não-magnético. Além disso, Co e NiFe oferecem a possibilidade de explorar a grande diferença entre suas anisotropias magneto-cristalinas [7]. Assim, podemos produzir um sistema de tricamadas utilizando os materiais Co, Cr NiFe utilizando a técnica de pulverização catódica .

Foram fabricadas amostras de dois sistemas de tricamadas. O primeiro sistema é denotado como $\text{Co}(120\text{Å})/\text{Cr}(t)/\text{NiFe}(150\text{Å})$, onde t é a espessura da camada intermediária de Cr, t , variável entre 4 e 120 Å. O segundo sistema é $\text{Co}(d_1)/\text{Cr}(11\text{Å})/\text{NiFe}(150\text{Å})$, onde a espessura da camada de Co, d_1 , foi variada entre 40 e 240 Å. Em ambos sistemas, uma camada *buffer* de Cr (80Å) foi depositada antes da tricamada e serve para cobrir a superfície do substrato. Além disso, uma camada protetora de Cr (40 Å) é também depositada para prevenir a oxidação da tricamada. A análise estrutural foi realizada por Refletividade de Raios-X e por Microscopia de Força Atômica (AFM), de onde obtiveram-se as espessuras das camadas e as rugosidades. As propriedades magnéticas foram estudadas por medidas de magnetização em função de campo magnético à temperatura ambiente obtidas pela técnica de Magnetometria de Amostra Vibrante (VSM). Usando um modelo fenomenológico para a energia livre do sistema magnético, a qual considera a interação Zeeman, a anisotropia magnética e a interação de troca, obtiveram-se as constantes bilinear e biquadrática da interação de troca. Dessa forma, pretende-se contribuir para o entendimento das propriedades básicas desse sistema de tricamadas.

Assim, no capítulo 1 serão apresentados aspectos gerais sobre filmes finos e tricamadas magnéticas e suas interações, em especial a anisotropia

magnética e o acoplamento de troca. No capítulo 2 serão apresentadas as técnicas de produção de amostras e de caracterização utilizadas. As amostras foram produzidas por pulverização catódica e as técnicas de Refletividade de Raios X e Microscopia de Força Atômica foram usadas para analisar as características estruturais das amostras. Para caracterização Magnética foi usado a Magnetometria de Amostra Vibrante. No capítulo 4 apresenta-se um maior detalhamento da produção de amostras desde a limpeza de substratos até a calibração de amostras para obtenção de taxas de deposição dos filmes ou camadas. No capítulo 5 são apresentados e discutidos os resultados experimentais das duas séries de tricamadas produzidas analisando as espessuras e rugosidades das amostras, suas medidas de magnetização, bem como as constantes de interação de troca. No capítulo 6 é então apresentada uma conclusão geral do trabalho.

2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1 Aspectos gerais sobre filmes finos

Os filmes finos são produzidos a partir da condensação de átomos ou moléculas sobre a superfície de um substrato. Inicialmente há a formação de aglomerados denominados núcleos, depositados de forma aleatória sobre o substrato. Este processo é chamado de nucleação e ocorre o crescimento dos núcleos à medida que mais átomos ou moléculas se depositam. No momento em que estes núcleos entram em contato ocorre um processo de coalescência de forma a produzir um filme. Os filmes são formados por grãos monocristalinos que se orientam em direções cristalinas diferentes e que, dependendo do método utilizado, na deposição os grãos produzidos se apresentam de tamanhos diferentes e conseqüentemente rugosidades e aderências diferentes .

O mecanismo de crescimento dos filmes pode ser classificado em três tipos: Na forma de ilhas (modo Volmer-Weber), na forma de camadas (modo Frank-Van der Merwe) e na forma composto de ilhas e camadas (modo Stranski-Krastanov) [8]. No modo Volmer-Weber, são nucleados pequenos clusters sobre a superfície de um substrato até que ocorra a formação de ilhas. Estas são formadas quando os átomos do material depositado são ligados mais fortemente entre eles que ao substrato. Este modo geralmente se apresenta quando um metal é crescido sobre um isolante. No modo Frank-Van der Merwe, os átomos são mais fortemente ligados ao substrato. Neste caso ocorre um crescimento epitaxial, ou seja, os primeiros átomos condensados formam uma camada completa sobre a superfície. Esta é coberta com outras camadas que são gradativamente menos ligadas ao substrato, e vão se acomodando as camadas pré-existentes, permitindo assim, um crescimento homogêneo. No modos Stranski-Krastanov, após a formação da primeira camada, ou de poucas camadas, conforme os filmes vão sendo depositados ocorrem a formação de ilhas. Existem várias razões para um crescimento deste tipo, por exemplo, desajustes no parâmetro de rede, perdas de simetria, entre outras, o que resulta numa alta energia livre da última camada depositada que favorece a

formação das ilhas. Este mecanismo de crescimento é mais comum que os outros e geralmente acontecem em sistemas tipo metal-metal, metal-semicondutor e gás-metal. De acordo com essas descrições, o mecanismo de crescimento dos filmes produzidos neste trabalho é do tipo Stranski-Krastanov.

Os filmes finos podem ser compostos de uma única camada ou de várias camadas, que podem ser depositadas de forma periódica ou não, sendo estes denominados de maneira geral de multicamadas. As multicamadas são representadas baseando-se na nomenclatura de Falicov [9], onde o Substrato é chamado de S e as camadas são separadas por barras (/). Se os substratos são monocristalinos, utilizam-se os índices de Miller (h,k,l) para identificar sua orientação cristalina. Em seguida, cada camada é identificada com sua respectiva espessura entre parênteses. Assim a multicamada é representada por: S(hkl)/Camada *buffer*(t_b)/ [camada_1(t_1) / ... / camada_n(t_n)]_N/ Camada protetora(t_p), onde n é o número de camadas do sistema, sem considerar a camada *buffer* nem a camada protetora e N o número de repetições. A camada *buffer* é a primeira camada a ser depositada e tem como finalidade homogeneizar a superfície e isolar o substrato das demais camadas. A camada protetora tem a função de prevenir a oxidação das camadas internas. Neste trabalho produziram-se e analisaram-se sistemas com n = 3 camadas (tricamadas) e com N = 1. Embora o material usado nas camadas *buffer* e protetora seja o mesmo a espessura da primeira é maior, pois serve para eliminar interferências causadas pelo substrato no momento de obter as medidas de magnetização.

Dependendo da forma como são produzidos os filmes, suas estruturas são diferentes, podendo ser amorfos, policristalinos ou monocristalinos. Os filmes finos crescidos por sputtering são, em geral, policristalinos [10]. Além disso, os filmes finos apresentam uma dimensionalidade restrita devido às espessuras reduzidas de suas camadas. Isto origina efeitos de superfície de tamanho finito, que podem resultar em propriedades estruturais e interações magnéticas, que em materiais na forma volumétrica não são observadas. Por exemplo: mudanças do parâmetro de rede, anisotropia magnética

perpendicular, polarização de troca e magnetorresistência gigante, etc [8]. As propriedades magnéticas serão apresentadas a seguir, considerando um sistema de tricamada $FM_1/NM/FM_2$ formada por duas camadas ferromagnéticas (FM) diferentes, separadas por uma camada não magnética (NM).

2.2 Interações magnéticas em tricamadas $FM_1/NM/FM_2$

Para uma discussão das interações magnéticas num sistema $FM_1/NM/FM_2$, apresentam-se as principais contribuições para a energia livre do sistema. Consideremos o sistema de tricamada magnética da Figura 2.1, onde FM_1 e FM_2 são camadas ferromagnéticas diferentes, de espessuras d_1 e d_2 , com vetores de magnetização \vec{M}_1 e \vec{M}_2 , respectivamente e o campo magnético externo \vec{H} é aplicado no plano da tricamada, o qual corresponde ao plano x-y.

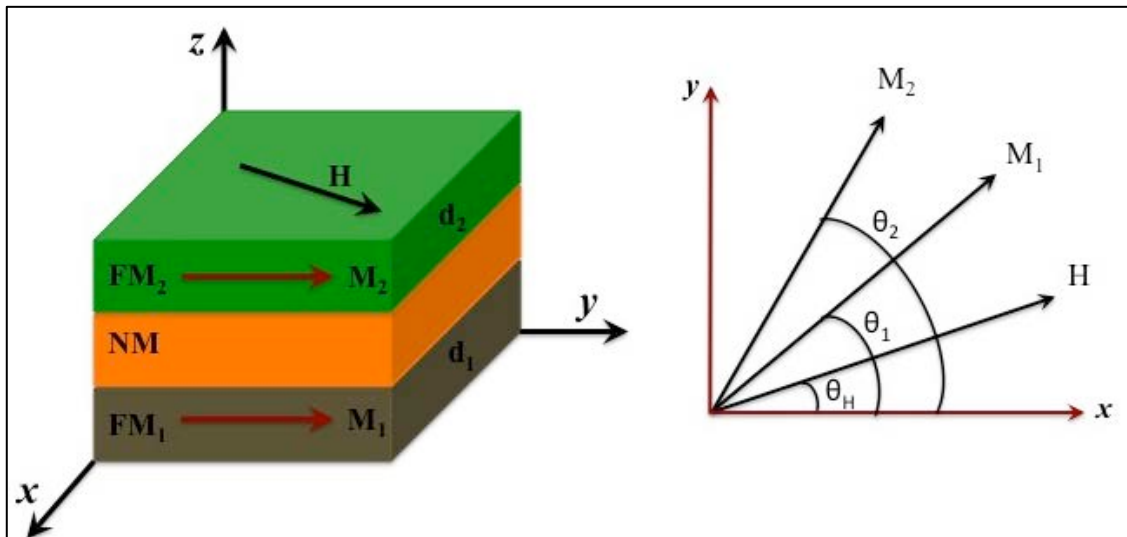


Figura 2.1: Representação de uma tricamada $FM_1/NM/FM_2$ sobre um plano x-y (lado esquerdo). O campo magnético aplicado (H) é paralelo ao plano da tricamada, assim como as magnetizações M_1 e M_2 e estes vetores formam os ângulos θ_H , θ_1 e θ_2 com respeito ao eixo x, respectivamente (lado direito).

Desta forma podemos também considerar os ângulos com respeito ao semieixo x positivo dos vetores \vec{M}_1 e \vec{M}_2 e \vec{H} , sendo estes θ_1 , θ_2 e θ_H , respectivamente. As principais contribuições para a energia livre magnética do

sistema são: a energia Zeeman, a energia de anisotropia magnética e a energia de interação de troca entre as camadas FM₁ e FM₂ através da camada NM. A seguir, cada uma dessas contribuições serão brevemente expostas.

2.2.1 Interação Zeeman

Todo material magnético apresenta uma magnetização \vec{M} . Quando um campo magnético externo \vec{H} uniforme é aplicado sobre ele sua magnetização tende a se alinhar na direção desse campo externo. Esta interação entre a magnetização \vec{M} do material e o campo magnético externo \vec{H} é definida pela energia Zeeman [11, 12] que pode ser expressa por:

$$E_z = -V\vec{H} \cdot \vec{M} \quad (2.1)$$

onde V é volume da amostra, \vec{H} é o campo magnético externo aplicado, \vec{M} é a magnetização total do sistema. Como há variação apenas das espessuras das camadas, convém expressar a Energia Zeeman por unidade de área por meio da relação:

$$\frac{E_z}{A} = -d\vec{M} \cdot \vec{H} \quad (2.2)$$

onde A é a área da amostra, d é a espessura das camadas ferromagnéticas. Em termos das componentes dos vetores de magnetização sobre o vetor de campo magnético e dos ângulos, teremos que a energia Zeeman por unidade de área de cada camada é dada por:

$$\frac{E_z}{A} = -dMH \cos(\theta - \theta_H) \quad (2.3)$$

Esta equação representa a interação Zeeman entre as magnetizações dos filmes ferromagnéticos e o campo magnético externo aplicado.

2.2.2 Anisotropia magnética

A forma das curvas de magnetização de sistemas magnéticos é fortemente afetada pelas anisotropias dos mesmos, indicando que suas propriedades magnéticas dependem da direção em que o campo magnético é aplicado durante o processo de medição. As anisotropias magnéticas podem ser intrínsecas, como as magneto-cristalinas ou extrínsecas, as que estão associadas à forma cristalina ou métodos de crescimento dos filmes. Ambas estão relacionadas com a organização dos átomos nos materiais e sua estrutura cristalina. Aplicações tecnológicas na área do eletromagnetismo fez surgir um grande interesse na investigação e controle das anisotropias em filmes finos. Tais anisotropias são responsáveis pelo surgimento de termos na energia livre magnética do filme fino que dependem da direção da magnetização e dos eixos de referência da amostra. Discussões mais detalhadas sobre anisotropias magnéticas podem ser encontradas em diversas referências [11–19]. Neste trabalho serão apresentados os tipos de anisotropias comumente encontrados em filmes finos e multicamadas e os termos respectivos para a energia livre magnética.

a. Anisotropia de forma

Este tipo de anisotropia surge quando um campo magnético externo \vec{H} é aplicado sobre uma amostra de forma a alinhar todos os seus momentos de dipolo magnético na mesma direção e sentido do campo externo aplicado. Diz-se então que a amostra está em um estado saturado. Este campo produz nas extremidades da amostra dipolos magnéticos induzidos não compensados e os dipolos na parte interna da amostra se anulam. Os dipolos magnéticos não compensados localizados nas extremidades surgem em função da forma da amostra e geram um campo magnético \vec{H}_D em sentido oposto ao campo aplicado produzindo uma energia desmagnetizante ou anisotropia de forma. A energia de anisotropia de forma ou energia desmagnetizante é dada por:

$$E_D = -\frac{1}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_D dV \quad (2.4)$$

Considera-se um formato elipsoide para a amostra de forma a simplificar os cálculos e para descrever uma relação tensorial para o campo desmagnetizante [11, 13]:

$$\vec{H}_D = -\vec{D} \cdot \vec{M} \quad (2.5)$$

onde \vec{D} é o fator de desmagnetização. Este fator depende do formato da amostra e da direção do campo \vec{H} . Pode-se obter também uma expressão para a energia desmagnetizante como um produto escalar entre a magnetização e o campo magnético de desmagnetização \vec{H}_D para um dado volume de amostra [11, 13]:

$$E_D = \frac{1}{2} V \vec{M} \cdot \vec{D} \cdot \vec{M} \quad (2.6)$$

Nos filmes ou camadas produzidas, quando o campo magnético aplicado é perpendicular ao plano do filme pode-se admitir que o campo estivesse na direção z e o plano x-y. Baseando-se nisso a energia desmagnetizante por unidade de área pode ser então expressa da seguinte forma:

$$\frac{E_D}{A} = 2\pi d M_s^2 \cos^2 \theta \quad (2.7)$$

onde θ é o ângulo entre a magnetização e a normal ao plano do filme. Assim, quando o campo externo é aplicado no plano do filme, a magnetização do

mesmo permanece no plano e o mínimo da energia é para $\theta = \frac{\pi}{2}$ e $\theta = \frac{3\pi}{2}$, ou seja, o valor de E_D será nulo para magnetizações no plano das amostras.

b. Anisotropia magneto-cristalina

A anisotropia magneto-cristalina tem sua origem na interação entre os momentos orbitais e os de spin, ou seja, surgem do acoplamento spin-órbita dos elétrons [11, 17]. Os momentos magnéticos orbitais apresentam orientações definidas, pois estão fortemente acoplados à rede. Desta forma, oferecem resistência de se orientarem quando um campo magnético é aplicado. Ao contrário dos momentos orbitais, os spins estão mais propensos a se orientarem na presença de um campo magnético externo aplicado. Quando não há campo magnético externo aplicado, a interação spin-órbita mantém os spins orientados em uma direção de forma que a energia de acoplamento será mínima. Se um campo magnético externo for aplicado e a orientação dos spins ocorrer de forma fácil de forma a atingir a saturação, diz-se que esta direção é de fácil magnetização. Porém, se o campo magnético externo for aplicado em uma direção difícil, a interação spin-orbita não favorecerá a reorientação dos spins e será preciso um campo intenso para que seja atingida a saturação.

Assim, os materiais cristalinos apresentam orientações bem definidas e o acoplamento spin-órbita dos elétrons faz surgir um tipo de anisotropia conhecido como magneto-cristalina. Neste caso os spins dos elétrons se alinham ao longo dos eixos cristalinos do material. O trabalho exercido pelo campo magnético externo para reorientar os spins, retirando-os de sua posição estável equivale à energia armazenada no cristal, conhecida como energia de anisotropia. Isto resulta em um termo de energia que depende da orientação da magnetização relativa aos eixos cristalinos e que reflete a mesma simetria do cristal. As duas classes mais comuns de anisotropia magneto-cristalina são a cúbica e a uniaxial.

b.1 Anisotropia cúbica

Esta anisotropia se origina nas simetrias de um cristal cúbico. Deve-se levar em consideração a invariância da energia por inversão do sentido da magnetização e a invariância da energia por troca de dois eixos quaisquer [21]. A energia magneto-cristalina cúbica, por unidade de área, obedece às condições da simetria cúbica e deve ser uma expansão de potências com apenas potências pares e termos de mesma ordem com o mesmo coeficiente multiplicativo, desprezando termos de ordem maior que três [11,13, 14,15]:

$$\frac{E_C}{A} = d[K_o + K_{C1}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_{C2}(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2)]. \quad (2.8)$$

onde K_o , K_{C1} , K_{C2} são constantes de anisotropia cúbica; A é a área e d a espessura do filme. Verifica-se experimentalmente que $K_{C2} \ll K_{C1}$ e K_o independe dos ângulos, o que possibilita reescrever a expressão como a aproximação:

$$\frac{E_C}{A} = dK_{C1}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2). \quad (2.9)$$

O valor da constante K_{C1} depende do material, podendo ser positiva ou negativa. Exemplos de estruturas cúbicas são o Ferro ($K_{C1} > 0$) e o Níquel ($K_{C1} < 0$) [11].

Quando uma camada ou filme magnético é depositado pode ocorrer o crescimento em diferentes direções em função da orientação cristalina do substrato. Sendo assim faz-se necessário compreender as expressões para a anisotropia cúbica nas direções de crescimento dos filmes. Aqui são apresentadas as expressões da energia magneto-cristalina cúbica para as direções [001], [110] e [111]:

$$\text{Direção [100]: } \frac{E_c^{[001]}}{A} = \frac{1}{4} dK_{Cl} \sin^2 2\theta \quad (2.10)$$

$$\text{Direção [110]: } \frac{E_c^{[110]}}{A} = \frac{1}{4} dK_{Cl} (\sin^4 \theta + \sin^2 2\theta) \quad (2.11)$$

$$\text{Direção [111]: } \frac{E_c^{[111]}}{A} = \frac{1}{4} dK_{Cl} \quad (2.12)$$

onde os ângulos θ e φ representam as orientações entre o campos externo aplicado e os eixos de anisotropia [11].

b.2 Anisotropia uniaxial

A anisotropia magneto-cristalina uniaxial surge devido à quebra de simetria da rede cristalina em uma direção específica, fazendo com que a energia dependa apenas da orientação da magnetização relativa a essa direção específica, como por exemplo, ocorre com estruturas hexagonais. A anisotropia uniaxial é uma função somente das componentes da magnetização ao longo de um eixo, por exemplo, o eixo c dos cristais hexagonais. A energia por unidade de volume da anisotropia uniaxial é dada por [22]:

$$\frac{E_U}{V} = K_o + K_{U1}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + K_{U2}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + \dots + \mathcal{G}(\alpha_i^n), \quad (2.13)$$

onde as constantes de anisotropia de primeira (K_{U1}) e segunda (K_{U2}) ordem podem ser positivas ou negativas. Reescrevendo a equação (2.13) em coordenadas esféricas obtém-se:

$$\frac{E_U}{V} = K_o + K_{U1} \sin^2 \theta + K_{U2} \sin^4 \theta + \dots \quad (2.14)$$

A equação acima também pode ser escrita para uma energia por unidade de área, sendo esta forma mais prática para descrever o comportamento da anisotropia uniaxial em filmes finos. Na maior parte dos casos, pode ocorrer que $K_{U2} \ll K_{U1}$, então a energia por unidade de área fica como:

$$\frac{E_u}{A} = dK_{U1} \sin^2 \theta \quad (2.15)$$

onde d é a espessura o filme e $E_u = E_U - K_o \cdot V$.

2.2.3 Energia de interação de troca

As interações entre camadas magnéticas através de uma camada intermediária não magnética foram observadas em trabalhos experimentais como os de Grünberg [22], Parkin [23], Rühlig [24], Majkrzak [25] e Salomon [26]. O acoplamento entre as camadas ferromagnéticas é dado pela interação indireta entre as magnetizações de cada uma. Esta interação varia de acordo com a espessura da camada intermediária, podendo ocorrer um alinhamento paralelo ou antiparalelo entre as magnetizações das camadas, o que se conhece como acoplamento bilinear. Também pode ocorrer um alinhamento perpendicular entre as magnetizações das camadas. Este alinhamento é conhecido como acoplamento biquadrático. A seguir são descritas as contribuições para a energia livre devido a esses dois tipos de interação de troca.

Acoplamento bilinear

O acoplamento bilinear ocorre quando as magnetizações das camadas ou filmes vizinhos são alinhadas em forma paralela e antiparalela. Sendo \vec{M}_1 e \vec{M}_2 as magnetizações das camadas ferromagnéticas, a contribuição para a energia magnética livre devido a este acoplamento é:

$$E_{Bi} = -J_1 \frac{\vec{M}_1 \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| |\vec{M}_2|} \quad (2.16)$$

onde J_1 é a constante de acoplamento bilinear que pode ser positiva ou negativa. Retornando a figura 2.1 pode-se obter em termos dos ângulos das magnetizações com respeito ao eixo x, e considerando que as magnetizações permanecem no plano dos seus respectivos filmes:

$$E_{Bi} = -J_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) \quad (2.17)$$

Através desta expressão conclui-se que o acoplamento bilinear depende apenas dos ângulos entre as magnetizações adjacentes, e não depende da direção dos eixos de anisotropias magnéticas ou dos eixos cristalinos. O Sinal da constante J_1 vai determinar o tipo de acoplamento. O acoplamento ferromagnético ocorre quando as magnetizações são paralelas e no mesmo sentido ($J_1 > 0$) e quando as magnetizações serão paralelas e com sentidos contrários ($J_1 < 0$) tem-se um acoplamento antiferromagnético. Tais acoplamentos são representados na Figura 2.2.

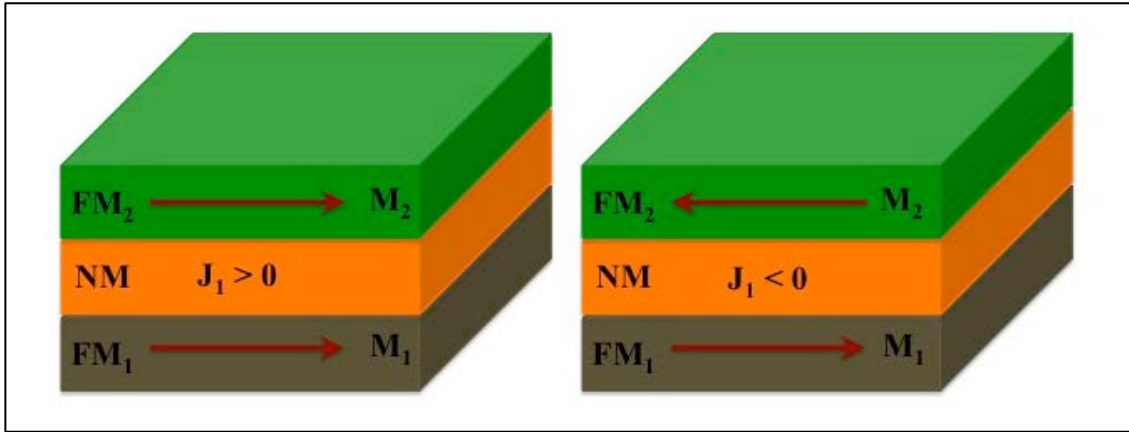


Figura 2.2: Ilustração do acoplamento bilinear para o caso ferromagnético ($J_1 > 0$) e antiferromagnético ($J_1 < 0$).

Acoplamento biquadrático

O acoplamento biquadrático é responsável por manter as magnetizações das camadas ferromagnéticas adjacentes perpendiculares entre si. Este tipo de acoplamento foi observado em amostras de Fe/Cr/Fe [11, 27]. Pode ser determinada por:

$$E_{Bq} = J_2 \left(\frac{\overline{M}_1 \overline{M}_2}{|\overline{M}_1| |\overline{M}_2|} \right)^2 \quad (2.18)$$

De forma análoga ao acoplamento bilinear, este acoplamento não depende diretamente dos eixos de anisotropias magnéticas e dos eixos cristalinos, mas apenas do ângulo entre as magnetizações. Por isso é considerado uma correção de segunda ordem do acoplamento bilinear. A energia de acoplamento biquadrático pode ser escrita em termos dos ângulos das magnetizações dos dois filmes:

$$E_{Bq} = J_2 \cos^2(\theta_1 - \theta_2) \quad (2.19)$$

Esta expressão demonstra a dependência do acoplamento biquadrático em função da diferença dos ângulos de magnetização. Convém salientar que há influência da espessura da camada não magnética de Cromo devido a mecanismos em função do acoplamento oscilatório de J_1 .

O acoplamento biquadrático é um termo de segunda ordem para acoplamentos magnéticos e por isso devemos ter $J_2 \ll J_1$. Porém, resultados experimentais em amostras de Fe/Cr/Fe, tem demonstrado que o acoplamento biquadrático pode ser comparável ao acoplamento bilinear [11, 28, 29].

2.2.4. Energia livre total do sistema

A energia livre total do sistema de tricamadas magnéticas deve incluir as contribuições da interação Zeeman e a energia de anisotropia das duas camadas, FM_1 e FM_2 , bem como a energia de interação de troca entre estas, através da camada intermediária NM. Para os casos estudados nesta dissertação, a energia de anisotropia de forma deve ser nula porque o campo magnético foi sempre aplicado no plano das tricamadas. Dado que as camadas FM_1 e FM_2 são de natureza diferente, a energia de anisotropia magneto-cristalina será distinta em cada uma delas. Neste trabalho, a camada FM_1 corresponde ao Co com estrutura hexagonal e, assim, com anisotropia magneto-cristalina uniaxial, enquanto que a camada FM_2 corresponde ao NiFe, com estrutura fcc e anisotropia magnetocristalina cubica. A energia de interação de troca deve incluir as contribuições dos acoplamentos bilinear e biquadrático. Além do mais, resulta mais conveniente expressar as contribuições para energia livre em termos de campos de anisotropia no sistema centímetro-grama-segundo (cgs), uma vez que as medidas magnéticas são comumente obtidas neste sistema de unidades. Estes campos são definidos como [30]:

$$H_a = \frac{2K}{M} \quad (2.20)$$

onde K é a constante de anisotropia magneto-cristalina uniaxial ou cúbica, em erg/cm^3 e M é a magnetização de saturação da camada ferromagnética, em emu/cm^3 e o campo H_a em Oe.

De acordo ao exposto acima teremos que, a energia por unidade de área devido à interação Zeeman e a anisotropia uniaxial da camada FM_1 é:

$$E_1 = d_1 M_1 \left[-H \cos(\theta_1 - \theta_H) + \frac{1}{2} H_{u1} \sin^2 \theta_1 \right] \quad (2.21)$$

onde H_{u1} é o campo de anisotropia uniaxial da camada FM_1 . A energia por unidade de área devido à interação Zeeman e anisotropia cúbica da camada FM_2 é [30]:

$$E_2 = d_2 M_2 \left[-H \cos(\theta_2 - \theta_H) + \frac{1}{8} H_{c2} + \frac{1}{4} H_{u2} \cos^2 \theta_2 \right] \quad (2.22)$$

onde H_{c2} é o campo de anisotropia cúbica. Além disso, podemos notar a adição do termo contendo H_{u2} , que representa um campo de anisotropia uniaxial da camada FM_2 , que pode surgir devido a defeitos nas interfaces. A energia por unidade de área devido à interação de troca é dada por [30]:

$$E_3 = -J_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) + J_2 \cos^2(\theta_1 - \theta_2) \quad (2.23)$$

Com isto, a energia livre total do sistema de tricamadas $\text{FM}_1/\text{NM}/\text{FM}_2$, por unidade de área, é dada pela soma das contribuições acima citadas [30]:

$$E = E_1 + E_2 + E_3 \quad (2.24)$$

Quando um campo magnético \vec{H} é aplicado ao sistema, as magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 tem a tendência de se alinhar com este, atingindo

posições de equilíbrio que, para o caso de \vec{H} ser aplicado no plano, são dadas pela minimização da energia livre total dada pela equação (2.24).

3 MÉTODOS DE PRODUÇÃO DE AMOSTRAS E DE ANÁLISE EXPERIMENTAL

Neste capítulo são descritas as técnicas experimentais utilizadas para produção de amostras e para sua caracterização estrutural e magnética. Inicialmente é apresentado o método de deposição das camadas e posteriormente as técnicas de medidas estruturais e magnéticas. Convém mencionar que o processo de deposição e as medidas de refletividade de raios X e Magnetometria por Amostra Vibrante (VSM) foram realizadas no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas no Rio de Janeiro, as medidas de Microscopia de Força Atômica (AFM) e Difração de Raios X na Universidade Federal do Pampa em Bagé/RS.

3.1 Deposição de filmes por pulverização catódica

A pulverização catódica é considerada como uma das principais técnicas para deposição de filmes finos em alto vácuo. Com este método pode-se depositar camadas individuais de materiais em escala atômica. A interface entre as camadas pode ser próxima de uma superfície plana ou com pouca rugosidade. Este método apresenta algumas vantagens, tais como: deposição uniforme, ótima aderência dos filmes ao substrato, controle preciso dos parâmetros durante a deposição, uso de diversos tipos de substratos e reprodutibilidade dos parâmetros de deposição. Assim, proporciona uma considerável qualidade das amostras quando comparado a outros métodos.

Durante o processo de deposição, íons de um gás inerte são acelerados, com uma diferença de potencial elétrico, sobre a superfície de um material de alta pureza (alvo). Devido às colisões deste íons com o alvo ocorre a extração dos átomos ou aglomerados de átomos da superfície deste e sua posterior deposição sobre um substrato. Isto ocorre devido à transferência de momento linear dos íons acelerados aos átomos da superfície. Para aumentar a taxa das colisões, se faz uso de um campo magnético ao redor do alvo, com ímãs permanentes. Isto resulta num confinamento dos íons na região próxima à

superfície do alvo, devido à força de Lorentz, o que produz taxas de deposição maiores que as obtidas com outros métodos de deposição de filmes.

Na Figura 3.1 é mostrado um esquema (esquerda) do processo de ejeção de átomos do alvo para sua deposição sobre o substrato e também uma fotografia do plasma resultante durante a deposição de um filme. Esta última faz parte de um complexo sistema de crescimento de filmes por pulverização catódica, o qual foi usado para a produção das tricamadas e que é brevemente explicado a seguir.

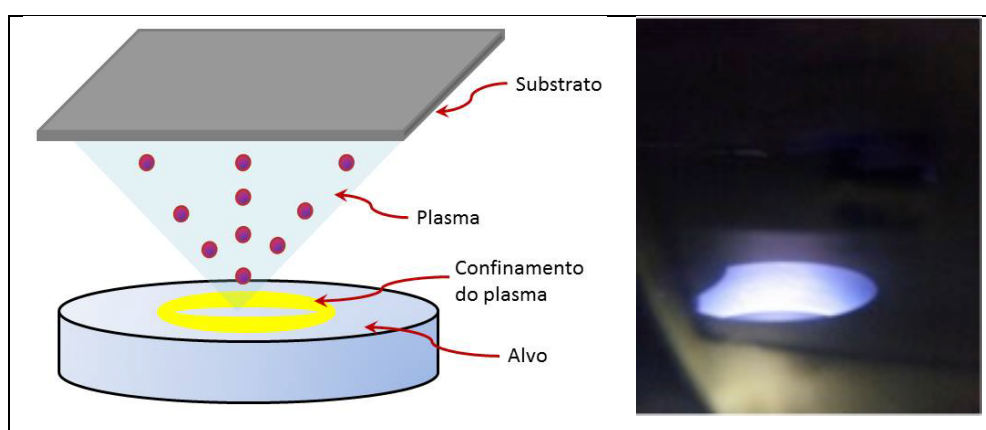


Figura 3.1: Ilustração do processo de deposição de filmes finos por pulverização catódica (esquerda) e imagem deste processo durante a deposição de um filme (direita).

O sistema de pulverização catódica usado, modelo ATC-2400 da *AJA International*, é composto por duas câmaras cilíndricas; uma câmara principal onde ocorre a deposição e outra secundária. A câmara principal tem 750 mm de diâmetro por 350 mm de altura, e possui instaladas cinco fontes Magnetron. Estas fontes são posicionadas de forma circular, onde três são usadas para alvos de 2,0 polegadas de diâmetro e duas para alvos de 1,5 polegadas de diâmetro. Os alvos, com as espessuras determinadas pelos fabricantes, são instalados sobre as *magnetrons*, as quais são ligadas às fontes de potencial DC ou RF, segundo o tipo do material alvo. [8, 31]. As fontes DC são usadas para materiais condutores, que é o caso dos metais de transição magnéticos ou não magnéticos, e as fontes RF para materiais isolantes, como óxidos e cerâmicos. Nesta dissertação usaram-se apenas fontes DC, pois os alvos

usados foram metais de transição. A câmara secundária é usada para transferir substratos para a câmara principal e para retirar amostras depositadas sem ter que quebrar o vácuo da câmara principal. A pressão de base (antes da deposição) da câmara principal atinge valores da ordem de $5,0 \times 10^{-8}$ Torr e a pressão de trabalho (durante a deposição com gás inerte) pode ser fixada em valores da ordem de $2,0 \times 10^{-3}$ a 20×10^{-3} Torr. Na câmara secundária, a pressão pode adquirir valores da ordem de $2,0 \times 10^{-7}$ Torr, que são considerados próximos aos valores da pressão de base da câmara principal e permitem a conexão entre as duas câmaras para transferência de substratos ou retiradas de amostras.

Na Figura 3.2 é mostrado o complexo sistema de pulverização catódica (parte superior) usado para a fabricação das amostras deste trabalho, onde pode-se apreciar toda a instrumentação, incluindo as duas câmaras e os sistemas de controle. Também nessa figura (parte inferior) é mostrado um esquema do interior da câmara principal, onde podemos observar as fontes *magnetrons* e a base rotatória que permite a deposição de várias camadas de materiais diferentes na produção de uma amostra.

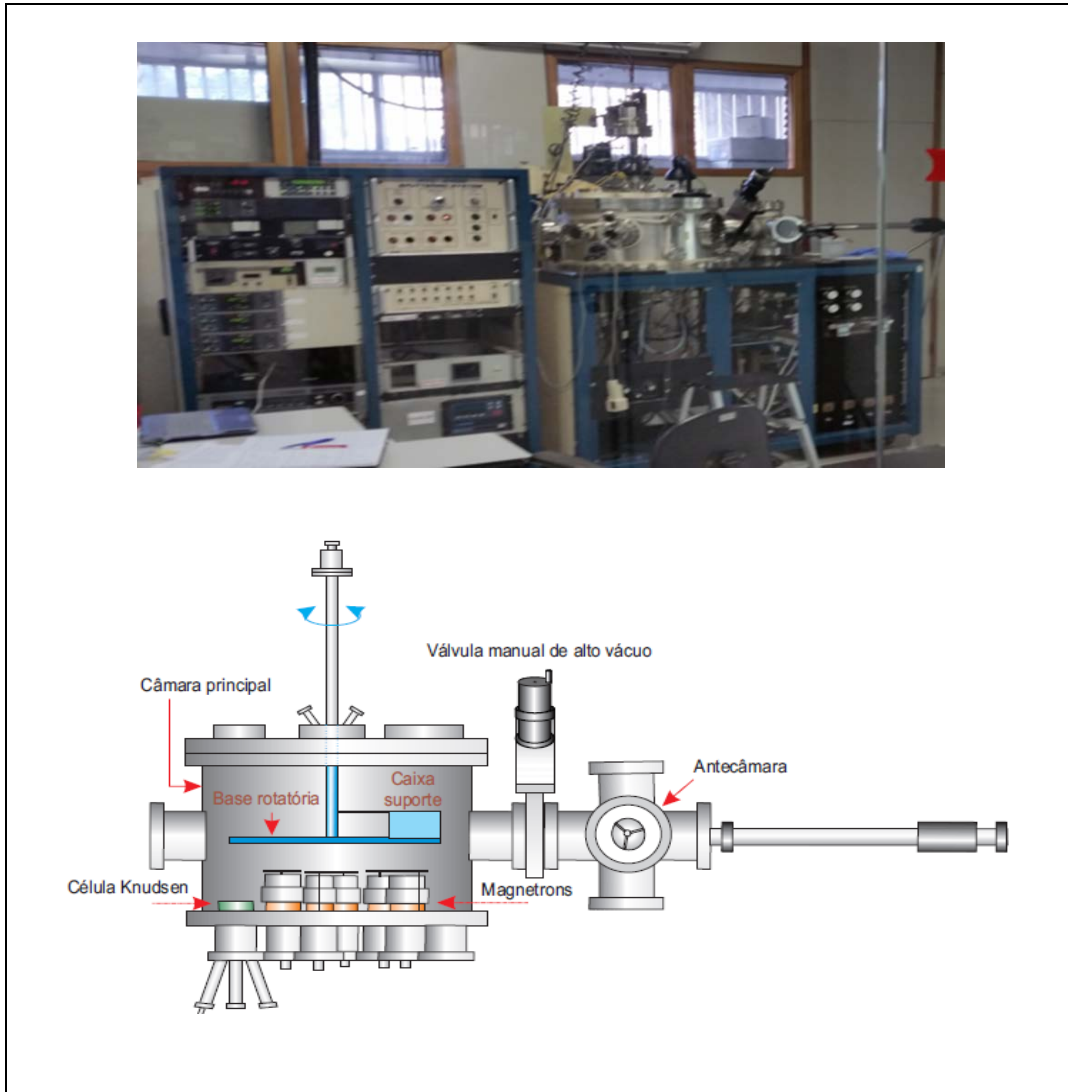


Figura 3.2: Parte superior: Sistema de pulverização catódica (*Magnetron Sputtering*), usado para a produção de amostras no Laboratório de Filmes Finos localizado no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Rio de Janeiro. Parte inferior: Diagrama esquemático do interior das câmaras do sistema. Adaptado da referência [8].

3.2 Técnicas de análise estrutural

3.2.1 Refletividade de raios X

A técnica de refletividade de raios X (XRR) foi utilizada para determinar as espessuras dos filmes que compõem as tricamadas. Como o método de deposição utilizado permite a produção de tricamadas com densidade uniforme podemos obter a espessura de cada camada. A rugosidade, que surge na superfície do filme e a interface do filme/substrato, podem espalhar os raios X

provocando uma diminuição da intensidade dos raios refletidos. Isto causa padrões de interferência que apresentam oscilações conhecidas como franjas de Kiessig. Como exemplo destas franjas, na Figura 3.3 é mostrado um padrão típico de refletividade de raios x, o qual corresponde a um filme de tri(8-hidroxiquinolato) de alumínio obtido por pulverização catódica à temperatura ambiente sobre substrato de Si. Nesta figura, ilustram-se os principais parâmetros que podem ser obtidos a partir desse tipo de medidas.

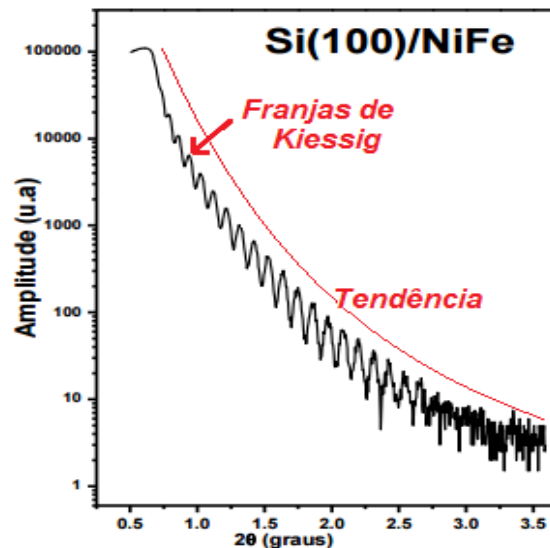


Figura 3.3: Franjas de Kiessig nas Curvas de refletividade dos filmes de calibração NiFe a amplitude das franjas está relacionada à espessura (t) e à sua rugosidade (σ) das mesmas. Adaptado de [32]

Durante o processo de obtenção das franjas de Kiessig, a onda incidente sobre a interface ar/filme é parcialmente refletida e parcialmente refratada. A onda refratada atinge a interface filme/substrato e é então refletida em direção à interface filme/ar e em seguida refratada para o ar. Assim tem-se a superposição das ondas proveniente das interfaces ar/filme e filme/substrato. Este processo causa uma diferença de caminho óptico, entre as ondas refletidas das interfaces ar/filme e filme/substrato, que fornece informação sobre a espessura da camada. Desta forma, a refletividade normal de Fresnel do substrato ocasiona oscilações com interferências construtivas e destrutivas entre as ondas que se superpõem, gerando um padrão de interferências (franjas de Kiessig). O período dessas franjas de Kiessig é inversamente

proporcional à espessura do filme. Os raios refletidos são detectados e codificados de forma a produzir curvas de refletividade capazes de fornecer informações de espessura, rugosidade e interdifusão atômica nas interfaces. As medidas foram realizadas no difratômetro do Laboratório de Cristalografia e Difração de Raios X do CBPF, no sistema X' Pert Pro da Panalytical, mostrado na Figura 3.4, com geometria $\theta - 2\theta$ e comprimento de onda $\lambda=1,5418 \text{ \AA}$.

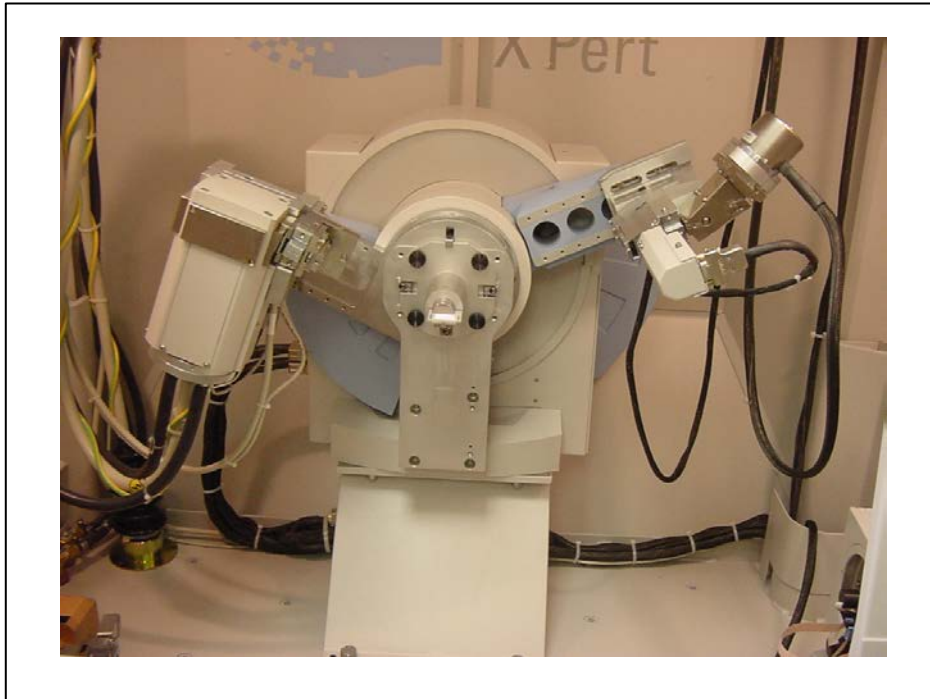


Figura 3.4: Sistema de difração de raios x usado na obtenção das curvas de refletividade. Extraído de [33].

Quando o filme é composto de uma única camada, a espessura t do mesmo está relacionada à posição angular dos máximos da franjas de Kiessig através da equação, obtida da condição de interferências construtivas, dada por [8]:

$$\text{sen}^2 \theta = \left(\frac{\lambda n}{2t} \right)^2 + 2\delta \quad (3.1)$$

onde δ é um parâmetro relacionado à parte real do índice de refração do filme e depende em geral das propriedades atômicas do elemento ou material do mesmo. Valores típicos de δ são da ordem de 10^{-3} e, portanto, não causam variações significativas no cálculo da espessura. Por outro lado, quando os filmes são compostos por mais de uma camada de materiais diferentes, a equação descrita acima não pode ser mais usada para a obtenção das espessuras; para isso faz-se necessário o uso de outro formalismo. As curvas de refletividade obtidas para as tricamadas foram analisadas usando um programa de ajuste denominado WINGIXA, da Phillips versão V1.102(1998), o qual faz uso de um modelo teórico baseado no formalismo de Parratt [34]. Este ajuste fornece os valores das espessuras das camadas e as rugosidades interfaciais.

3.2.2 Microscopia de força atômica

A microscopia de força atômica (AFM) é um método de análise que surgiu partindo do interesse de medir experimentalmente forças microscópicas em sistemas de escalas micrométricas ou nanométricas. Esta técnica de análise consiste na varredura da superfície de uma amostra com uma sonda a fim de obter sua imagem topográfica com resolução atômica, além de mapear certas propriedades mecânicas e físico-químicas dos materiais que as compõem.

O microscópio de força atômica foi desenvolvido pelo Dr. Gerd Binnig em 1985 com o propósito de medir forças menores que $1\mu\text{N}$ entre uma ponteira e a superfície da amostra [35]. Este equipamento permite analisar a topografia da superfície de uma amostra através de um *cantilever* de

dimensões muito pequenas que é colocado sobre a amostra, permitindo medir a força atômica que surge entre o *cantilever* e a superfície da camada. Entre a superfície e a amostra há uma força de repulsão que faz surgir uma deflexão vertical que é medida fazendo-se uma varredura transversal.

Basicamente medem-se as deflexões de um suporte que possui uma sonda que tem origem nas forças que atuam, entre a amostra e a sonda e a partir delas obtêm-se imagens que permite diversas informações. A sonda é denominada de ponteira. O método apresenta duas formas de fazer as imagens: modo de varredura ou modo de operação. Estes modos baseiam-se: na distância mantida entre a ponteira e a superfície da amostra e nas formas de movimento da ponteira sobre a amostra.

A imagem é formada conforme a superfície é detectada. Devido às diferentes interações em função da distância entre a ponteira e a amostra, e de acordo com o esquema de detecção utilizado são formadas figuras diferentes. Quando há aproximação da ponteira em relação à superfície, ela é atraída devido a forças de van der Waals e esta atração aumenta até o instante em que surge uma força de repulsão promovida pelos orbitais atômicos dos átomos que estão próximos. Sendo assim, conforme a distância diminui essa força de repulsão faz a força de atração diminuir também até o momento em que torna-se nula a força entre a ponteira e a superfície. Quando os átomos da ponteira entram em contato com os átomos da amostra surgem forças positivas e as forças repulsivas acabam por dominar. As forças entre a ponteira e a amostra, em função da distância são ilustradas na Figura 3.5. Observa-se que inicialmente as forças são atrativas e depois repulsivas.

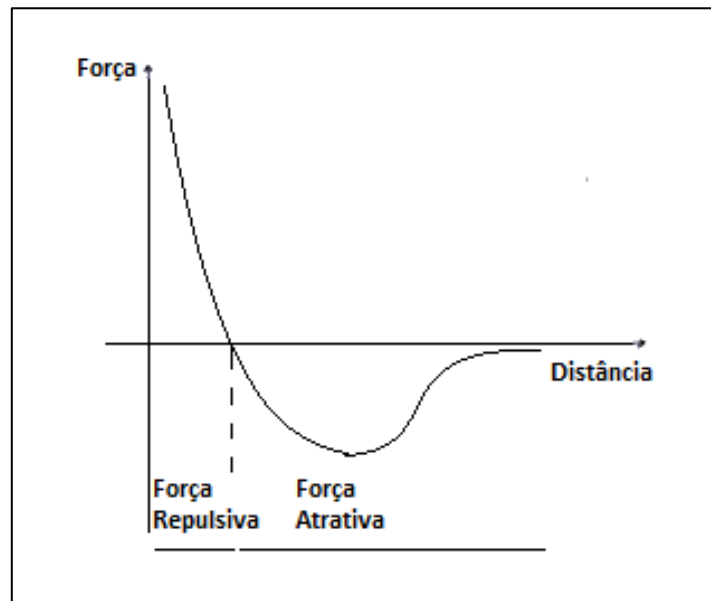


Figura 3.5: Força em função da distância de separação entre a ponteira e a amostra de um microscópio de força atômica.

O sistema usado nas medidas por AFM é mostrado na Figura 3.6. O sistema foi instalado suspenso de forma a controlar as vibrações mecânicas que possam interferir nas medidas e possui um sistema de controle e monitoramento de imagens. Há um microscópio acoplado a uma câmera. Estes são colocados sobre uma mesa onde ficam suspensos justamente para que não haja interferências provenientes de vibrações externas. Também há um suporte piezoelétrico onde se coloca o porta amostra.

Para as medições, o posicionamento das amostras é realizado inicialmente de forma manual nas direções X e Y através de parafusos e depois, através de um software, é aproximada a ponta da amostra até sensores para verificar que os átomos da amostra interagem com os átomos do *cantilever* e então dá-se início à medição. Uma das vantagens dessa técnica é que esta não é destrutiva.



Figura 3.6: Equipamento utilizado para medições de AFM localizado no Laboratório de Raios-X da UNIPAMPA.

Existem dois modos de operação para análise por AFM : Com contato e sem contato. Quando o interesse está focado sobre a superfície sem que haja a necessidade de alta resolução utiliza-se o modo sem contato. Este modo é aplicado para os casos em que se têm forças como Van der Waals, eletrostática ou magnéticas. Neste caso a separação entre a ponta e superfície da amostra é da ordem de 10-100 nm. No modo de operação contato, a separação entre a ponta e a superfície é da ordem atômica permitindo uma varredura de resolução elevada devido a força de repulsão iônica.

Como visto há duas regiões: a região atrativa e repulsiva. O método de não-contato trabalha na região atrativa e a ponteira do AFM se deforma na direção da amostra. A região repulsiva permite medições no modo contato e ocorre um afastamento da ponteira em relação a amostra. Para qualquer modo de operação há varias imagens que podem ser construídas e fornecem, por exemplo, a topografia da amostra.

3.3 Magnetometria de amostra vibrante

Esta técnica é usada para a obtenção de laços de histerese magnética, que consistem em medidas da magnetização em função do campo magnético aplicado, bem como para medidas da magnetização em função da temperatura. O princípio de funcionamento de um Magnetômetro de Amostra Vibrante (VSM) está baseado na Lei de indução de Faraday, que relaciona a variação do fluxo magnético em função do tempo em uma amostra de forma a produzir um sinal em uma bobina (Figura 3.7).

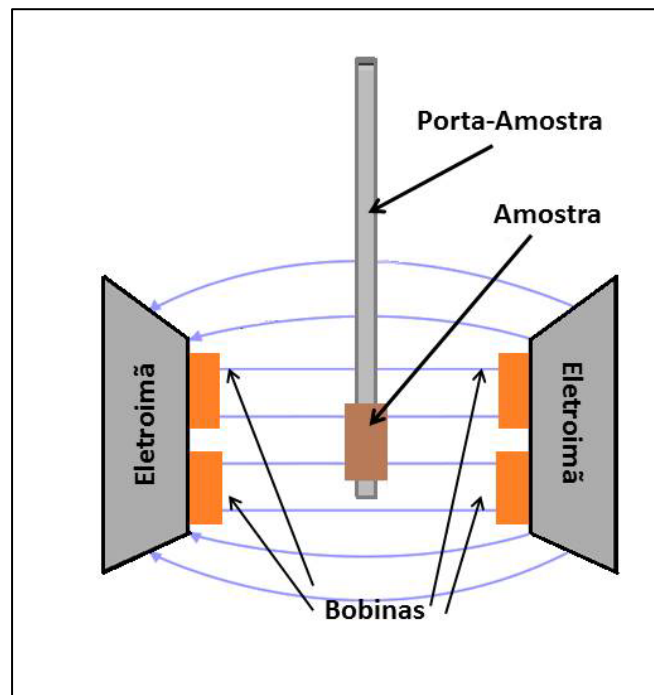


Figura 3.7: Esquema de um Magnetômetro de Amostra Vibrante. Adaptado de [42].

A diferença de potencial induzida nas bobinas, de acordo com a Lei de Faraday, é dada por:

$$V = -\frac{d\phi}{dt} \quad (3.2)$$

onde ϕ é o fluxo magnético dependente do tempo proveniente da amostra magnética que está em constante vibração. Esta diferença de potencial é proporcional à magnetização da amostra.

A caracterização magnética dos filmes foi realizada através da análise de curvas de histerese em função do campo magnético (laços $M(H)$). Estas curvas fornecem o campo coercivo (H_C); a magnetização de saturação (M_S), a magnetização remanente (M_R). Estes parâmetros, por sua vez, fornecem informação sobre a interação de troca e anisotropias magnéticas.

As curvas de magnetização $M(H)$ foram obtidas o sistema VSM mostrado na Figura 3.8, o qual encontra-se instalado no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. Este sistema fornece um campo magnético de até 3,0 T, que é gerado por bobinas supercondutoras que operam à temperatura de 4,2 K graças a um sistema de ciclo fechado de He líquido. As amostras podem ser medidas à diferentes temperaturas, entre 50 e 400 K.



Figura 3.8: Sistema VersaLab – Quantum Design do CBPF, usado para as medidas de magnetização.

4 PRODUÇÃO DOS FILMES E DETALHES DAS AMOSTRAS

4.1 Limpeza dos substratos e taxas de deposição

A produção das amostras deve ser feita realizando-se cuidadosamente algumas etapas anteriores à deposição. Estas são a limpeza dos substratos e a obtenção das taxas de deposição dos materiais usados. Inicialmente foram cortados os substratos diretamente do disco de Si(111) de diâmetro 10 cm em dois tipos de tamanhos que permitissem as análises posteriores das amostras. Em seguida, realizou-se uma limpeza dos substratos, que é de suma importância, com a finalidade de promover maior adesão das camadas ao substrato e impedir a difusão de impurezas ou contaminantes pela superfície ou interior da amostra. Para a limpeza, os substratos foram colocados em um becker contendo água deionizada e detergente neutro e submetidos a um banho de ultra-som por 15 minutos (Figura 4.1). Este procedimento tem a finalidade de retirar resíduos de gorduras no substrato. Depois, enxaguaram-se os pedaços do substrato de Si com água deionizada até para retirar o detergente.



Figura 4.1: Processo de limpeza dos substratos por meio de banhos com ultrassom.

Uma segunda etapa de limpeza é realizada mergulhando os substratos em acetona e novamente submetendo-os ao ultrassom por mais 10 minutos, com a finalidade de eliminar restos de sabão e/ou gorduras remanescentes. Posteriormente, retira-se a acetona e armazenam-se os pedaços de Si limpos em álcool isopropílico em um Becker. Após esta limpeza, os substratos são secos com um jato de nitrogênio gasoso N₂ individualmente para dar início à deposição dos filmes a partir de alvos de materiais de alta pureza. Os materiais usados para depositar as camadas são mostrados na Tabela 1 e estes foram previamente instalados nas fontes *magnetrons* do sistema de pulverização catódica, no interior da câmara principal, em alto vácuo, para o qual foram necessárias em torno de 24 horas de bombeamento contínuo.

Tabela 1: Materiais dos alvos usados para o crescimento dos filmes finos.

Alvo	Fabricante	Pureza (%)	Diâmetro(“)	Espessura(“)
Co	Pure Tech	99,95	2	0,125
Cr	AJA	99,98	2	0,250
Ni ₈₀ Fe ₂₀	ACI	99,95	2	0,125

O seguinte passo foi o da obtenção das taxas de deposição dos materiais da Tabela 1. Para tal fim, foram depositados filmes de calibração para cada material, registrando o tempo de deposição. As condições de deposição de tais filmes foram as mesmas usadas posteriormente para o crescimento das tricamadas e são detalhadas a seguir:

Pressão de base: $\sim 5,0 \times 10^{-8}$ Torr

Pressão de trabalho: $2,3 \times 10^{-3}$ Torr

Gás inerte: Argônio

Distância alvo – substrato: 10,3 cm

Temperatura antes da deposição: ~ 24 °C

A espessura dos filmes de calibração foi obtida por refletividade de raios X à temperatura ambiente. Na Figura 4.2 é mostrada a curva experimental de refletividade do filme de Co puro, onde podem-se apreciar as oscilações da intensidade das ondas refletidas (franjas de Kiessig) em função do ângulo 2θ . Para um melhor destaque dessas franjas, o eixo das intensidades é mostrado em escala logarítmica. A informação sobre a espessura do filme está contida na separação angular entre os máximos de interferência. No gráfico inserido é mostrada a dependência $\text{sen}^2\theta \times n$, onde θ corresponde às posições angulares dos máximos das franjas de Kiessig e n é a ordem da interferência construtiva. Os círculos abertos são os valores experimentais extraídos das franjas de Kiessig e a linha cheia, sobreposta aos círculos, é um ajuste obtido com a equação (3.1), usando $(\lambda/2t)^2 \approx 3,63 \times 10^{-6}$ e $\delta \approx 0$. Este ajuste fornece a espessura t da camada, a qual foi de aproximadamente 404 Å.

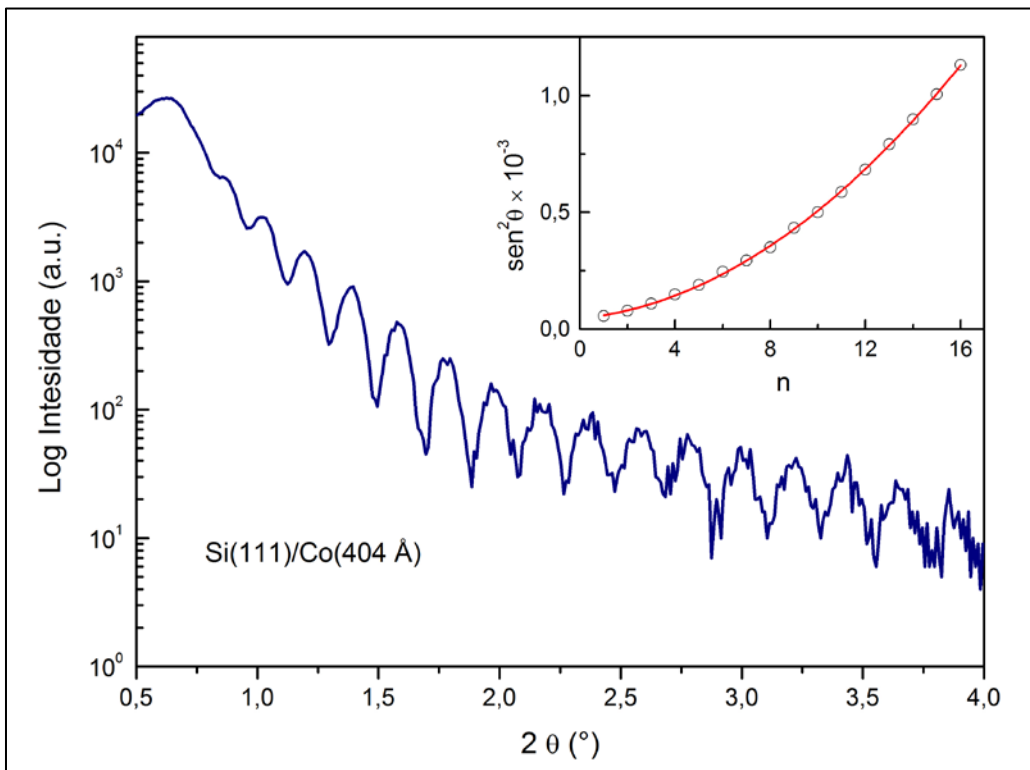


Figura 4.2: Curva de refletividade de um filme de calibração de Cobalto obtida à temperatura ambiente. No gráfico inserido, os círculos abertos mostram a dependência de $\text{sen}^2\theta$ com n , onde θ corresponde às posições angulares dos máximos locais e n é a ordem da interferência construtiva. A linha cheia, sobreposta aos círculos, é um ajuste da equação (3.1) aos dados experimentais.

Como as condições de deposição se mantiveram aproximadamente constantes no sistema de pulverização catódica usado, a taxa de deposição é obtida dividindo a espessura do filme de calibração pelo seu tempo deposição. Este processo foi executado para os demais materiais da Tabela 1 e as taxas de deposição estimadas foram de 0,71 Å/s para o Co, 0,57 Å/s para o Cr e 0,89 Å/s para a liga NiFe.

Uma vez estimadas as taxas de deposição, deu-se início à produção das tricamadas. Para cada tricamada, foram usados dois pedaços de substrato com tamanhos diferentes, como pode ser observado na Figura 4.3. O substrato menor foi usado para as medidas magnéticas e o maior, para as medidas de refletividade e de AFM.



Figura 4.3: Substratos limpos e fixos com fita Kapton sobre a placa de suporte, que é encaixada no sistema de pulverização catódica.

4.2 Amostras produzidas

Produziram-se no total 24 amostras, considerando os três filmes de calibração e as tricamadas. Prepararam-se duas séries de amostras de tricamadas, em todas elas foi depositada uma camada buffer de Cr(80 Å), em seguida a tricamada Co(d_1)/Cr(t)/NiFe e finalmente uma camada protetora de Cr(40 Å). Na primeira série variou-se apenas a espessura da camada intermediária de Cr, t , e na outra, variou-se a espessura da camada de Co, d_1 , deixando as outras espessuras fixas.

Primeira série: Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å)

Sendo $t = 4, 6, 8, 9, 10, 11, 12, 15, 20, 23, 27, 30, 35, 40$ e 120 Å

Na Figura 4.4 tem-se um esquema da sequência de deposição das camadas da primeira série. Onde, no extremo esquerdo, representa-se somente o substrato de Si e, no extremo direito, ilustra-se a amostra já finalizada.

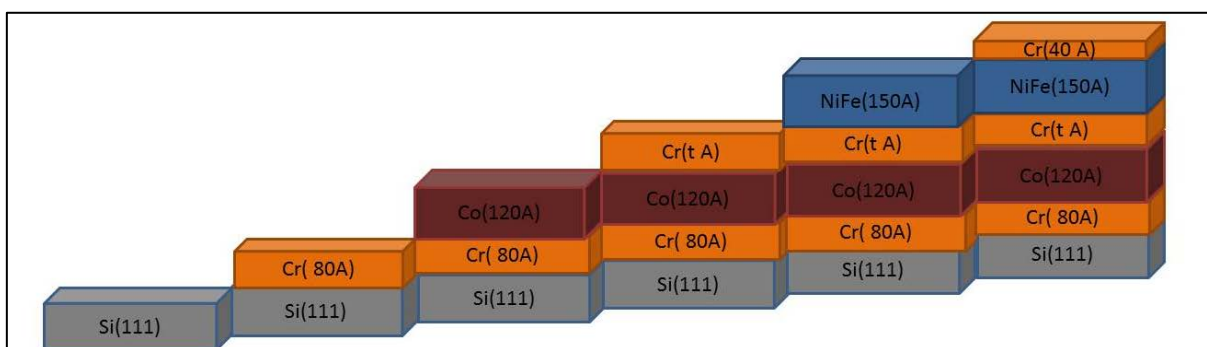


Figura 4.4: Sequência de deposição das camadas da primeira série de tricamadas.

Segunda série: Si(111)/Cr(80Å)/Co(d_1)/Cr(11Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å)

onde $d_1 = 40, 80, 120, 140, 200$ e 240 \AA . Na Figura 4.5 mostra-se um esquema da sequencia de deposição das camadas da segunda série:

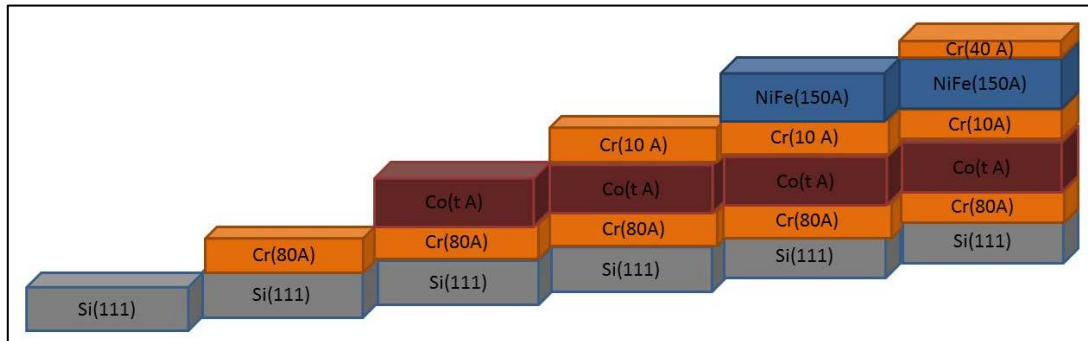


Figura 4.5: Sequência de deposição das camadas da segunda série de tricamadas.

4.3 Estrutura cristalina das camadas

Camadas depositadas por pulverização catódica são comumente policristalinas. Para verificar a estrutura cristalina das camadas foram feitas medidas de difração de raios X à temperatura ambiente, usando um difratômetro convencional, na geometria $\theta-2\theta$ e radiação Cu-K α , em cinco amostras. As medidas foram feitas nas instalações da Universidade Federal do Pampa – Campus Bagé. Por outro lado, devido a que a faixa de espessuras das camadas depositadas foi de 4 a 150 \AA , a intensidade dos picos de difração obtidos pelo difratômetro convencional usado, para este tipo de amostras, é muito baixa, resultando numa razão sinal/ruído que dificulta uma boa resolução dos picos de difração. Na Figura 4.6 é mostrado o difratograma da amostra Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(120Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å), onde observam-se dois picos de difração; um deles em $2\theta \approx 42,2^\circ$ e o outro em $2\theta \approx 44,8^\circ$. Estes máximos correspondem ao NiFe fcc (111) e ao Co hcp (0002), de acordo com [7, 36]. Os difratogramas das demais amostras medidas apresentaram uma

aparência similar, em decorrência à razão sinal/ruído baixa, com dois picos, também correspondentes ao NiFe(111) e Co(0002).

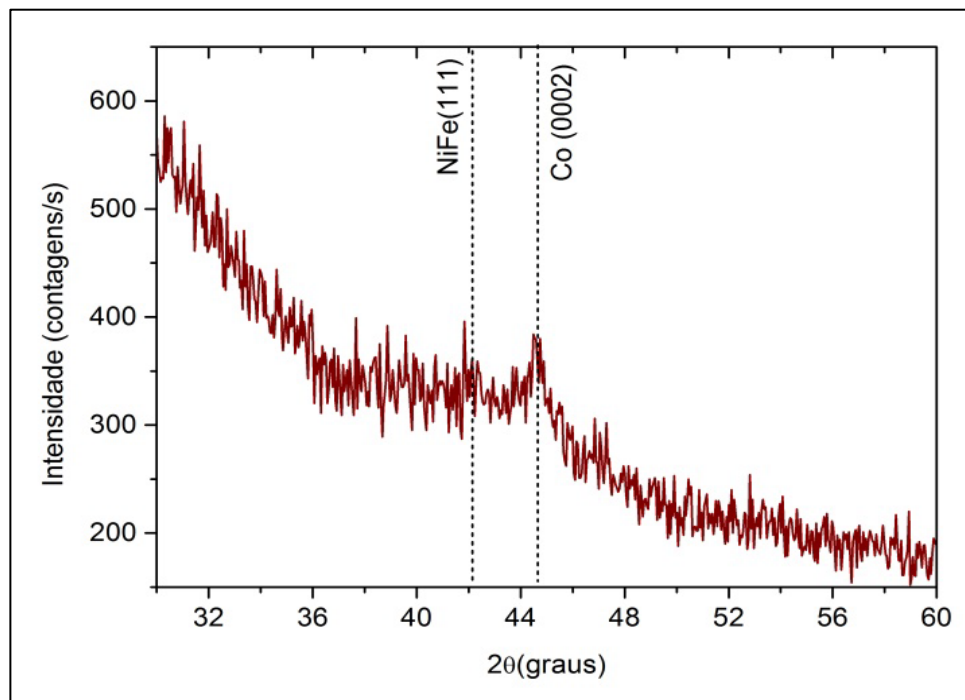


Figura 4.6: Difratoograma da amostra Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(120Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å), obtido à temperatura ambiente num difratômetro convencional.

Além disso, resultados de diversos experimentos de difração de raios X usando radiação sincrotron em difratômetros não convencionais ou radiação Cu-K α em difratômetros convencionais [7, 36, 37, 38] mostram que as estruturas cristalinas de camadas de Co, Cr e NiFe são hcp (0002), bcc (100) e fcc (111), respectivamente. Nesses trabalhos, os filmes foram também produzidos por pulverização catódica e depositados sobre Si, com espessuras semelhantes às dos filmes desta dissertação e em condições similares de crescimento.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

5.1. Análise por refletividade de raios X

Para análise por refletividade de raios X apresenta-se algumas curvas de refletividade da série de tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å), na qual variou-se a espessura do Cr.

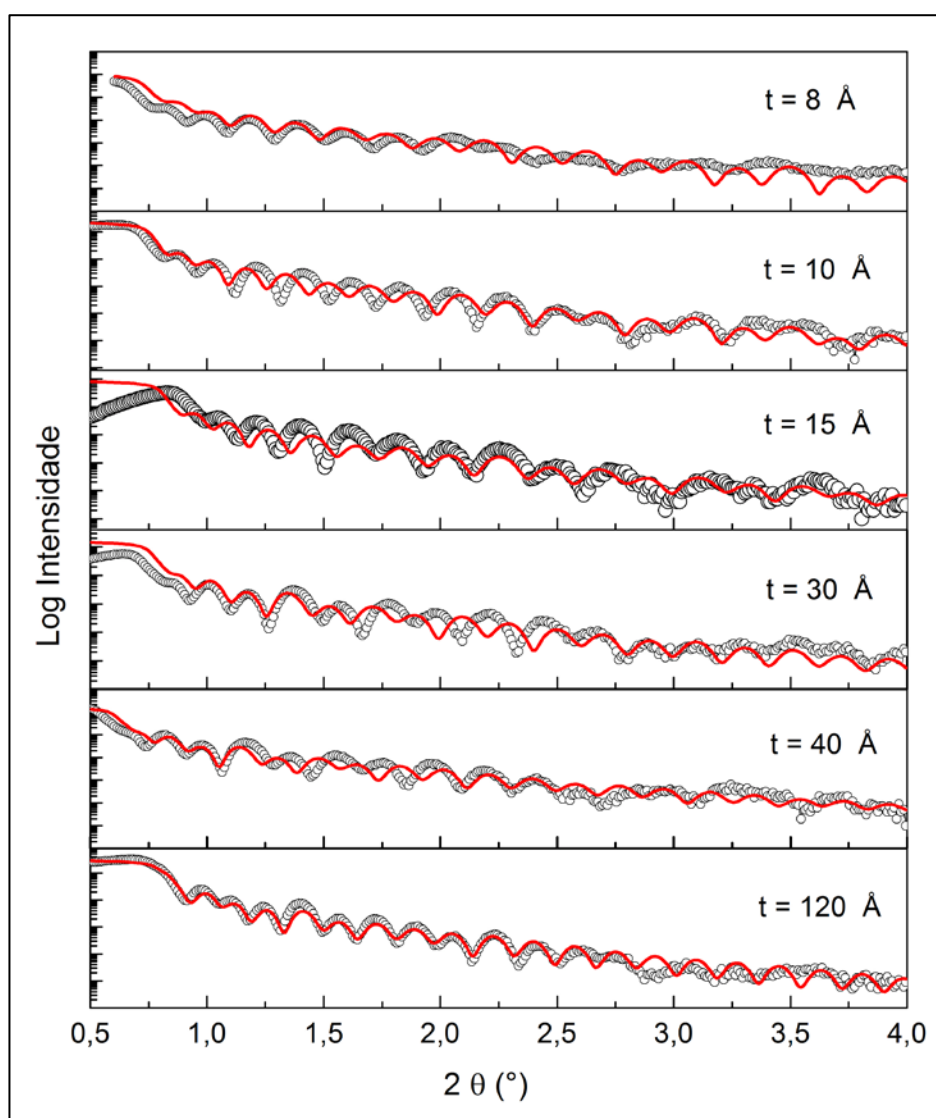


Figura 5.1: Curvas de Refletividade de Raio-X com seus respectivos ajustes, obtidos com o programa WINGIXA, para as amostras de Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å) com espessuras de Cr de 8; 10 Å; 15 Å; 30 Å; 40 Å e 120 Å.

Na figura 5.1 os círculos abertos correspondem aos dados experimentais e a linha cheia é um ajuste obtido com o programa WINGIXA. Pôde-se observar, em todas as curvas, com muita clareza, a definição das Franjas de Kiessig, o que reflete a formação de camadas contínuas e com um alto grau de homogeneidade durante o crescimento.

Devido à presença de várias camadas de materiais diferentes e com espessuras distintas, poderemos ter a superposição de vários períodos de oscilação para as franjas de Kiessig. Isto deve-se a que cada material possui um índice de refração diferente que, combinado com a espessura respectiva das camadas, resultará em várias diferenças de caminho ótico entre as ondas refletidas que se superpõem. Por isto, a equação (3.1) não é aplicável para obter a espessura das camadas a partir dos dados experimentais, fazendo necessários os ajustes com um modelo mais complexo para a obtenção das informações estruturais. Estes ajustes foram realizados com o programa WINGIXA e permitem estimar a espessura de cada camada e as rugosidades interfaciais. Na Tabela 2 mostram-se as espessuras das camadas e as rugosidades da primeira série de tricamadas.

TABELA 2: Valores das espessuras (e) das camadas e das rugosidades interfaciais (σ) das amostras do sistema Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/ NiFe(150Å)/Cr(40Å) obtidas através do ajuste realizado com o programa WINGIXA.

Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å)										
t(Å)	Cr buffer		Co		Cr		NiFe		Cr protet.	
	e(Å)	σ(Å)	e(Å)	σ(Å)	e(Å)	σ(Å)	e(Å)	σ(Å)	e(Å)	σ(Å)
8	73,00	5,25	119,00	10,72	8,34	2,07	152,64	8,64	38,00	5,16
10	79,61	8,27	123,00	10,33	10,11	3,10	152,63	10,34	40,32	3,00
12	83,50	7,05	136,73	10,22	10,50	2,02	147,90	10,23	41,68	3,51
15	80,05	7,00	114,71	8,80	14,70	3,46	145,15	10,50	40,40	2,27
30	79,14	7,26	121,96	10,38	31,81	6,15	145,93	10,38	40,93	3,00
40	80,48	7,12	130,85	10,14	40,93	7,00	157,65	10,00	37,03	2,74

Na primeira coluna da esquerda da Tabela 2, são mostrados os valores de t , que são as espessuras da camada de Cr do sistema Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å) indicado na parte superior da tabela. Estes valores (nominais) foram estimados por meio de das taxas de deposição, usadas para o crescimento das amostras. As demais células da tabela mostram os valores das espessuras das camadas (e) e rugosidades interfaciais (σ) obtidas dos respectivos ajustes. Começando pelo lado esquerdo com a camada *buffer* de Cr, em seguida as camadas da tricamada Co/Cr/NiFe e finalizando com a câmara protetora de Cr. Podemos observar que os valores nominais das espessuras são próximos aos valores obtidos dos ajustes das curvas de refletividade.

Para a segunda série de tricamadas magnéticas, Si(111)/Cr(80Å)/Co(d_1)/Cr(11Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å), onde variou-se a espessura d_1 da camada de Co, apresentam-se as curvas de refletividade na Figura 5.2, onde os círculos abertos correspondem aos dados experimentais e a linha cheia é um ajuste obtido com o programa WINGIXA.

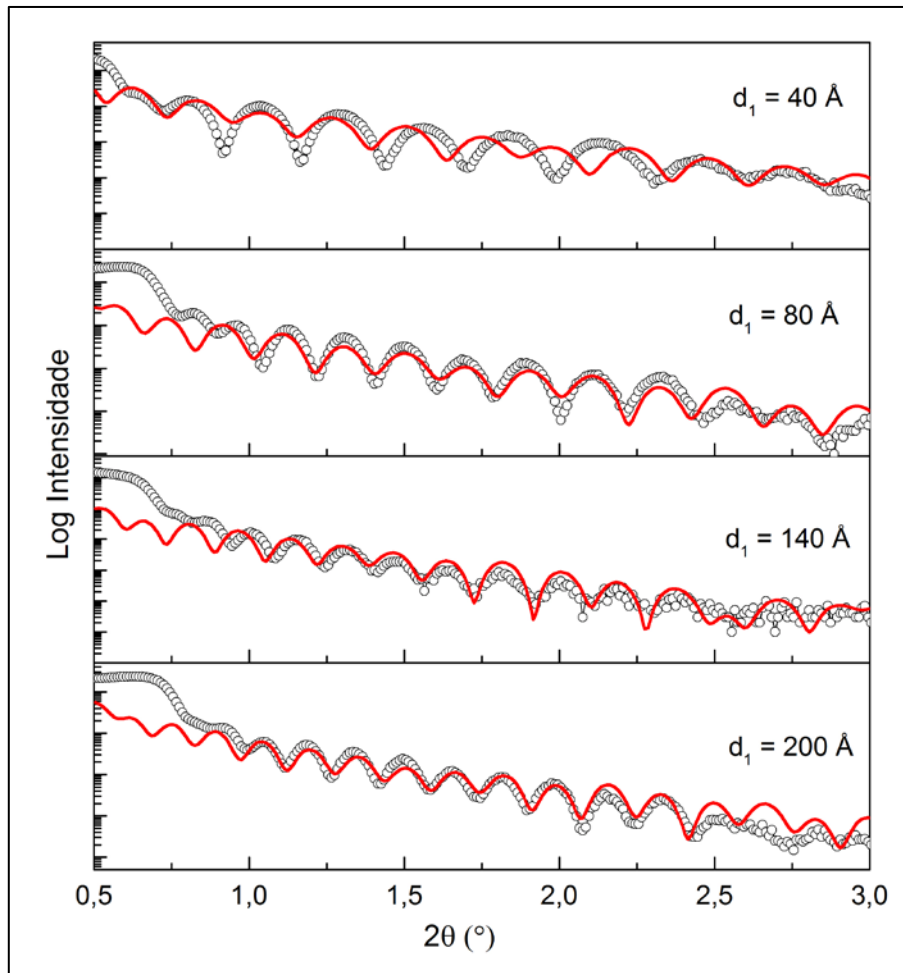


Figura 5.2: Curvas de Refletividade de Raio-X com seus respectivos ajustes através do programa WINGIXA para as amostras de $\text{Co}(d_1)/\text{Cr}(11\text{\AA})/\text{NiFe}(150\text{\AA})$ com espessuras de Co de 40; 80; 140; 200 e 240 Å.

Na tabela 3 são mostrados os valores das espessuras (e) e das rugosidades (σ) interfaciais obtidas dos ajustes com o programa WINGIXA, para esta segunda série de amostras.

TABELA 3: Valores das espessuras (e) das camadas e das rugosidades interfaciais (σ) das amostras do sistema Si(111)/Cr(80Å)/Co(d_1)/Cr(11Å)/ NiFe(150Å)/Cr(40Å) obtidas através do ajuste realizado com o programa WINGIXA.

Si(111)/Cr(80Å)/Co(d_1)/Cr(11Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å)										
d_1(Å)	Cr buffer		Co		Cr		NiFe		Cr protet.	
	e(Å)	σ (Å)	e(Å)	σ (Å)	e(Å)	σ (Å)	e(Å)	σ (Å)	e(Å)	σ(Å)
40	92,48	3,67	65,99	9,70	11,32	6,07	141,38	22,16	35,20	3,58
80	72,30	4,37	80,94	5,51	9,41	1,02	135,52	9,56	43,39	4,29
140	62,08	5,45	168,51	9,55	10,80	1,99	124,24	12,67	40,17	3,57
200	71,95	2,66	205,74	5,86	9,53	0,87	137,49	6,10	43,47	8,82
240	66,69	5,32	243,16	7,10	9,69	0,96	163,53	25,35	25,55	4,18

Da mesma forma que na primeira série, as espessuras nominais têm os valores indicados, entre parênteses, na parte superior e na primeira coluna do lado esquerdo da tabela. Estes valores são próximos aos usados para obter as curvas que se ajustam aos dados experimentais pelo programa WINGIXA. Com respeito às rugosidades interfaciais de ambas as series de tricamadas, os valores obtidos dos ajustes incluem a contribuição da interdifusão atômica que além da rugosidade. Por meio da técnica usada, não é possível de separar a interdifusão do valor de σ , também chamado de rugosidade quadrática média.

5.2 Microscopia de força atômica

Medidas de Microscopia de Força Atômica (AFM) foram realizadas usando um sistema de força constante e frequência de Ressonância de da ordem dos kHz. As medidas foram obtidas em colaboração com o Dr. Andre Gundel do Laboratório de Microscopia de Força Atômica Universidade Federal do Pampa - Campus Bagé. O objetivo principal desta análise é a investigação da topografia superficial das amostras. Nas Figuras 5.3, 5.4, 5.5 e 5.6 são apresentadas as imagens obtidas, a partir das quais foi evidenciada uma morfologia plana e lisa com os parâmetros apresentados na Tabela 4.

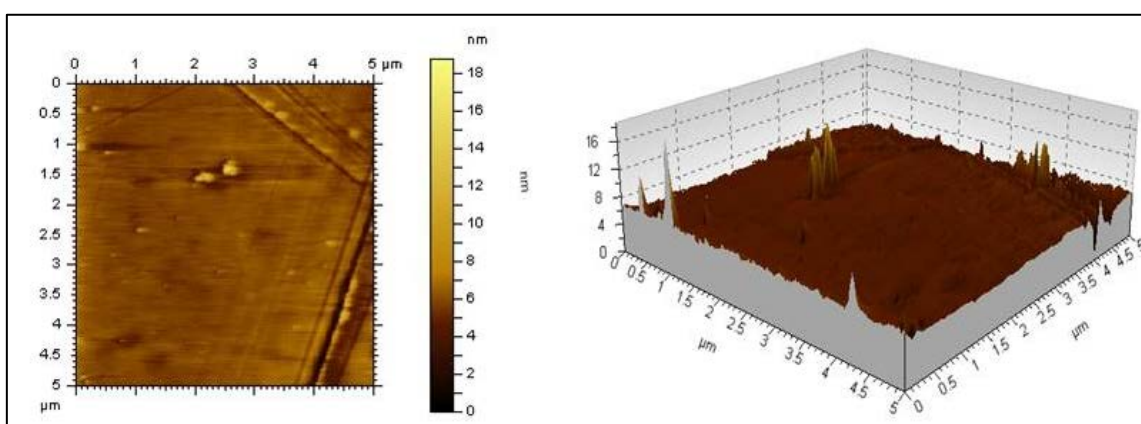


Figura 5.3: Vista em perspectiva da imagem topográfica da varredura em $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ realizada sobre a amostra $\text{Si}(111)/\text{Cr}(80\text{\AA})/\text{Co}(120\text{\AA})/\text{Cr}(8\text{\AA})/\text{NiFe}(150\text{\AA})/\text{Cr}(40\text{\AA})$.

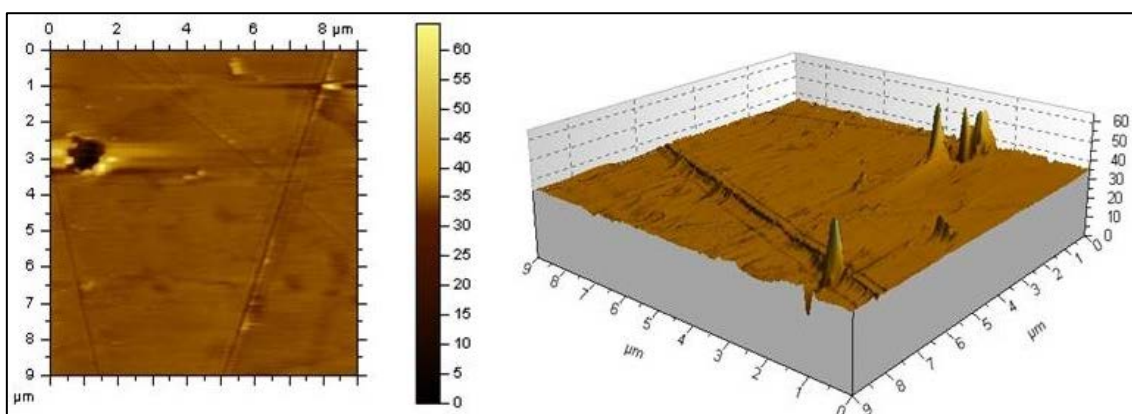


Figura 5.4: Vista em perspectiva da imagem topográfica da varredura em $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ realizada sobre a amostra $\text{Si}(111)/\text{Cr}(80\text{\AA})/\text{Co}(120\text{\AA})/\text{Cr}(25\text{\AA})/\text{NiFe}(150\text{\AA})/\text{Cr}(40\text{\AA})$.

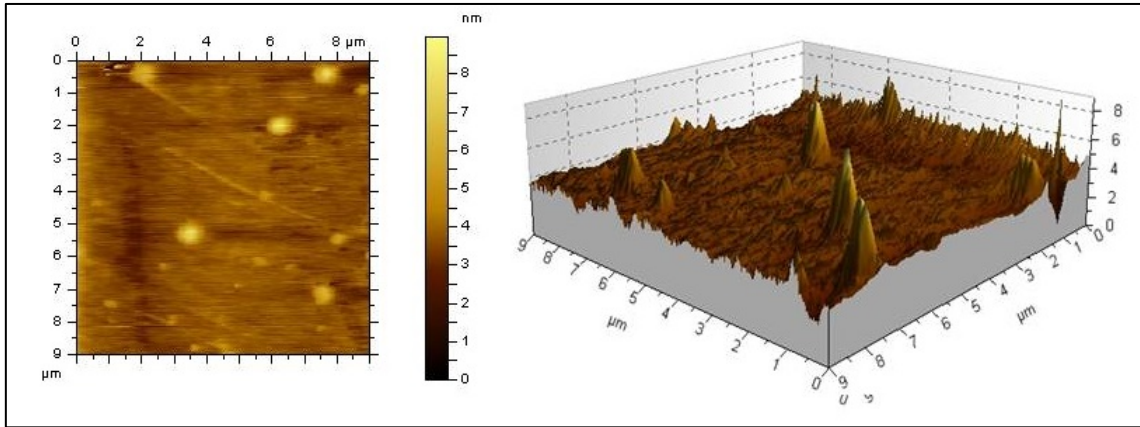


Figura 5.5: Vista em perspectiva da imagem topográfica da varredura em $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ realizada sobre a amostra $\text{Si}(111)/\text{Cr}(80\text{\AA})/\text{Co}(120\text{\AA})/\text{Cr}(30\text{\AA})/\text{NiFe}(150\text{\AA})/\text{Cr}(40\text{\AA})$.

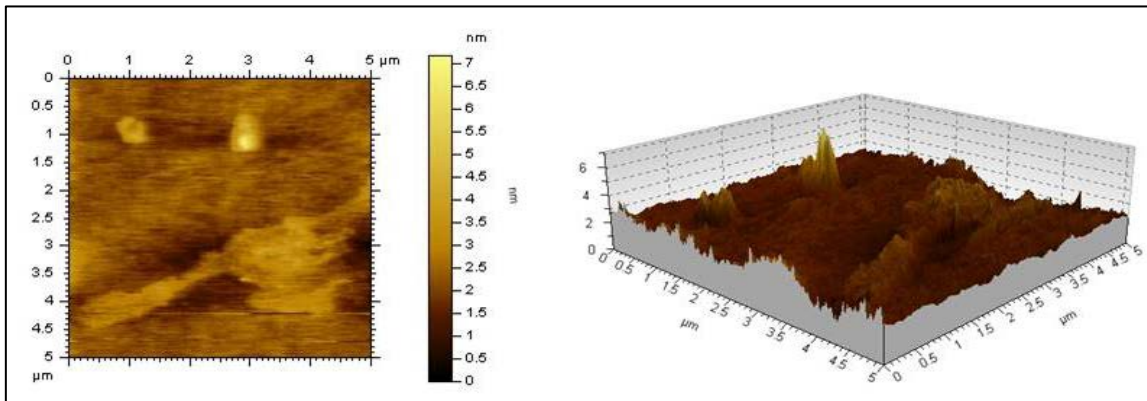


Figura 5.6: Vista em perspectiva da imagem topográfica da varredura em $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ realizada sobre a amostra $\text{Si}(111)/\text{Cr}(80\text{\AA})/\text{Co}(120\text{\AA})/\text{Cr}(120\text{\AA})/\text{NiFe}(150\text{\AA})/\text{Cr}(40\text{\AA})$.

Embora a técnica utilizada devesse produzir camadas uniformes com superfícies bem acabadas observaram-se acabamentos variados para cada camada. Estas irregularidades fornecem a rugosidade encontrada nas superfícies das amostras que é analisada através de um conjunto de parâmetros das superfícies.

Observa-se a presença de pontos mais claros que podem representar aglomerados e/ou impurezas adsorvidas durante a deposição do filme. Na Tabela 4 se tem representado alguns parâmetros para as amostras analisadas:

Tabela 4: Rugosidades obtidas das imagens de AFM obtidas para algumas das amostras.

Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å)	
t (Å)	Rugosidade (nm)
8	0,93
25	1,47
30	1,74
120	2,16

As análises mostraram uma rugosidade superficial apresentaram uma uniformidade visto que valores encontrados são baixos quando comparados a espessura total da multicamada produzida.

Sendo assim, observou-se que o aumento da espessura não magnética de Cromo originou um aumento da rugosidade da superfície.

5.3 Medidas de Magnetização em função do campo magnético

Todas as medidas foram obtidas à temperatura ambiente e com o campo magnético externo aplicado no plano das tricamadas. Para a obtenção dos ciclos de histerese, a varredura em campo magnético foi programada de acordo com o comportamento de cada amostra, pois estas apresentaram suas regiões de transição da orientação das magnetizações em diferentes intervalos ao longo do eixo do campo magnético. Assim, para cada amostra foi realizada uma medida inicial do ciclo de histerese com o campo magnético aplicado em intervalos largos, com o objetivo de observar as regiões de transição. Logo, foi realizada uma medida com campo magnético aplicado em intervalos mais curtos nas regiões de transição. Em todas as curvas, o eixo das magnetizações

foi normalizado pelo respectivo valor da magnetização de saturação. A seguir são apresentados os ciclos de histerese para cada série de tricamadas e depois a análise realizada, usando um modelo fenomenológico que considera a energia livre total do sistema, para estimar os parâmetros de interação de troca.

5.3.1 Tricamadas da série Co/Cr(t)NiFe

Na Figura 5.7 mostram-se os ciclos de histerese para algumas das amostras do primeiro sistema de tricamadas, para o qual a espessura de Cr foi variada durante crescimento de cada amostra e a espessuras das outras camadas manteve-se fixa. Como mencionado anteriormente, todas as curvas foram normalizadas pela magnetização de saturação.

Nesses ciclos de histerese, observa-se uma clara mudança na forma das curvas quando varia-se a espessura da camada de Cr, que é um elemento não magnético. Isto é o indicativo de uma mudança da energia e do tipo de interação entre as camadas de Co e de NiFe através do Cr. Para a espessura menor de Cr ($t = 6 \text{ \AA}$), a curva de magnetização apresenta a um único laço de histerese, o que condiz com o comportamento de uma única magnetização que se alinha com o campo magnético aplicado. Em outras palavras, a amostra comporta-se como uma única camada ferromagnética. Entretanto, a mesma possui duas camadas ferromagnéticas diferentes (Co e NiFe). Devido a diferença entre as anisotropias magnetocristalinas desses materiais, espera-se observar, na curva de magnetização, a superposição de dois laços de histerese, um do Co e o outro no NiFe, devido à rotação das magnetizações de cada camada com o campo magnético aplicado.

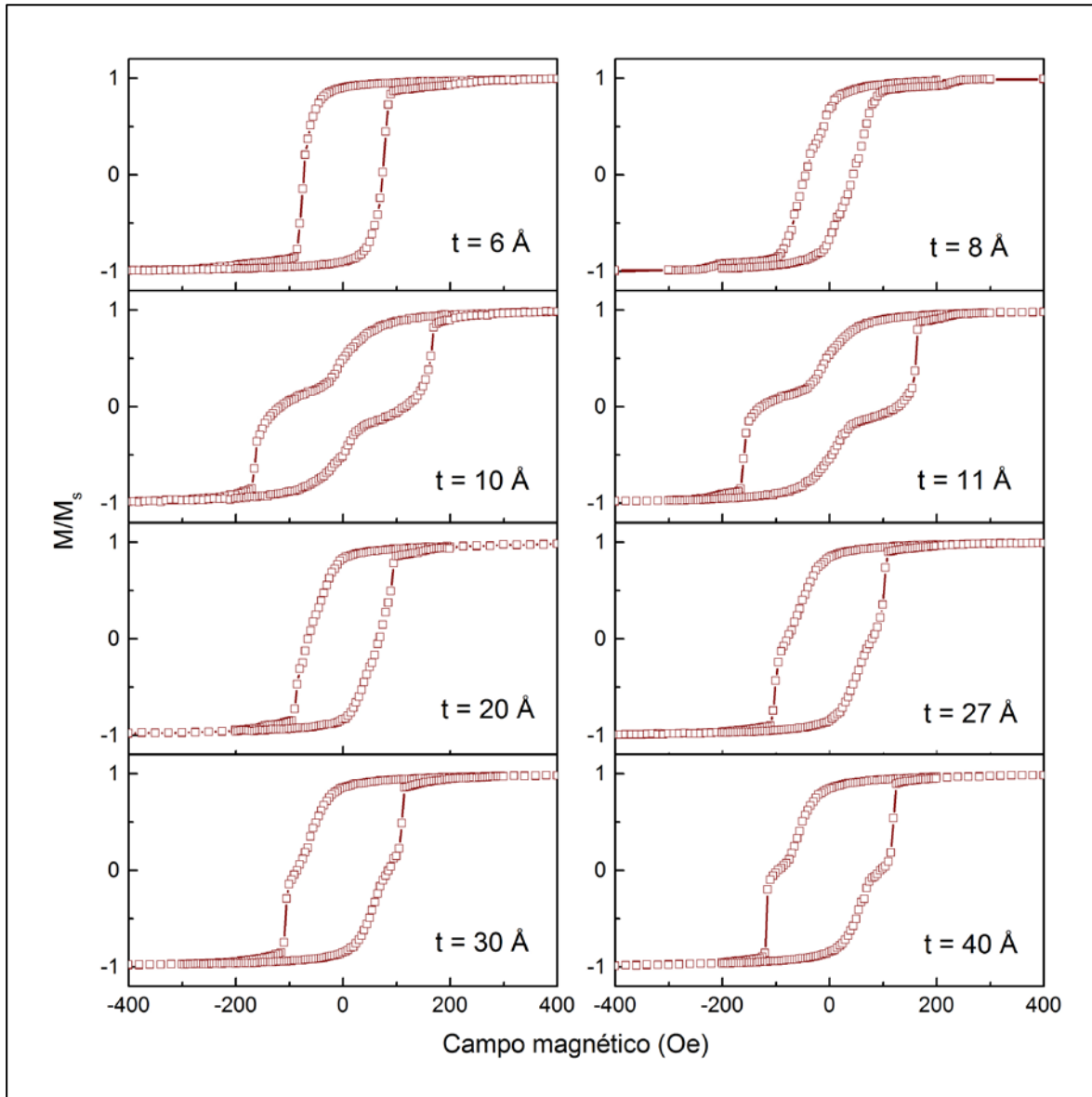


Figura 5.7: Curvas de magnetização, em função do campo magnético aplicado no plano, das tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å) para algumas das espessuras, t , da camada intermediária de Cr.

Como o observado foi só um laço de histerese, pode-se afirmar que, para essa espessura de Cr, as duas magnetizações se alinham com o campo aplicado de forma concomitante, comportando-se como uma única magnetização. A camada de Cr com essa espessura favorece um alinhamento paralelo entre as magnetizações das camadas ferromagnéticas. Este alinhamento, conhecido também como acoplamento ferromagnético, mantém as duas magnetizações ligadas uma à outra indiretamente através do Cr por meio da interação de troca. A energia desta interação, para esta espessura de

Cr, é forte o suficiente para manter as duas magnetizações ligadas quando um campo externo aplicado força os momentos magnéticos a se alinharem com este.

As curvas de magnetização para as amostras com espessuras de Cr, onde $t = 4, 8$ e 20 , também exibiram um só laço de histerese. Na Figura 5.7 são mostrados os resultados que exibem tal comportamento, para $t = 8$ e 20 \AA . Da mesma forma que para a amostra com $t = 6 \text{ \AA}$, pode-se afirmar que as magnetizações das camadas de Co e de NiFe para essas espessuras de Cr apresentam acoplamento ferromagnético, com a energia da interação também forte o suficiente para manter as magnetizações ligadas e alinhadas paralelamente entre si.

Na medida que a espessura da camada intermediária aumenta, aumentado com isto a separação entre as camadas de Co e NiFe, a energia da interação de troca deve diminuir. Com uma energia de interação menor, as magnetizações estarão fracamente ligadas uma a outra e estas poderão começar a se alinhar com o campo aplicado de forma progressivamente independente. Na Figura 5.7, para a espessura de Cr $t = 27 \text{ \AA}$, podemos observar que dois laços de histerese começam a aparecer. Isto pode ser entendido como a superposição das curvas $M \times H$ das camadas de Co e NiFe, cujas magnetizações estão alinhadas paralelamente uma a outra e com uma energia de interação de troca menor que para caso das amostras que apresentaram só um laço de histerese. Para as tricamadas com espessuras maiores de Cr, $t = 30$ e 40 \AA , podemos observar que a separação dos laços de histerese torna-se mais evidente. Isto indica uma diminuição da energia do acoplamento ferromagnético.

Por outro lado, para a espessura de Cr de $t = 10 \text{ \AA}$, a forma do ciclo de histerese apresenta várias diferenças que para o caso das tricamadas com acoplamento ferromagnético, seja este fraco ou forte. A curva de magnetização também tem dois laços de histerese, mas com a diferença de que estes tem uma inclinação maior, com respeito ao eixo do campo magnético. Esta

inclinação trata-se a um aumento progressivo e lento da magnetização em função do campo aplicado, que pode ser causado por uma resistência dos momentos magnéticos a se alinharem com o campo magnético aplicado. Para um total alinhamento dos momentos com o campo será necessária mais energia, ocasionado a inclinação observada no ciclo de histerese e um maior valor do campo magnético de saturação.

As características descritas acima, referente a amostra com $t = 10 \text{ \AA}$, evidenciam outro tipo de acoplamento de troca entre as magnetizações das camadas de Co e NiFe. Este é conhecido como acoplamento antiferromagnético, para o qual, a espessura de Cr favorece um alinhamento antiparalelo entre as magnetizações. Quando o campo magnético é aplicado, a energia de troca que liga as magnetizações dificulta o alinhamento com este, resultando num aumento lento da magnetização com o campo e num maior campo necessário para a saturação magnética. As tricamadas que apresentaram um comportamento similar são as com espessuras de Cr, $t = 9$ e 11 \AA . Na Figura 5.7 é mostrado o ciclo de histerese da amostra com $t = 11 \text{ \AA}$.

Com o intuito de obter um sistema de camadas desacopladas, uma amostra com uma separação de 120 \AA de Cr entre as camadas de Co e NiFe foi produzida e analisada também por medidas de magnetização. Com essa separação entre o Co e NiFe, a energia de interação de troca é nula. Para este sistema magnético espera-se observar, na curva de histerese, o efeito da superposição de dois laços de histerese devido à rotação independente da magnetização de cada camada ferromagnética com o campo aplicado. O ciclo de histerese mostra o quanto um material se magnetiza sob a influência de um campo magnético e o quanto de magnetização permanece nele na ausência de campo externo. O NiFe é um material com uma magnetização de saturação relativamente baixa e apresenta anisotropia magneto-cristalina cúbica, enquanto o Cobalto possui uma magnetização de saturação maior que a do NiFe e apresenta anisotropia magneto-cristalina uniaxial devido à sua estrutura hexagonal. Na Figura. 24 é mostrada a curva de magnetização da tricamada

Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(120Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å), onde observa-se a superposição de dois laços de histerese.

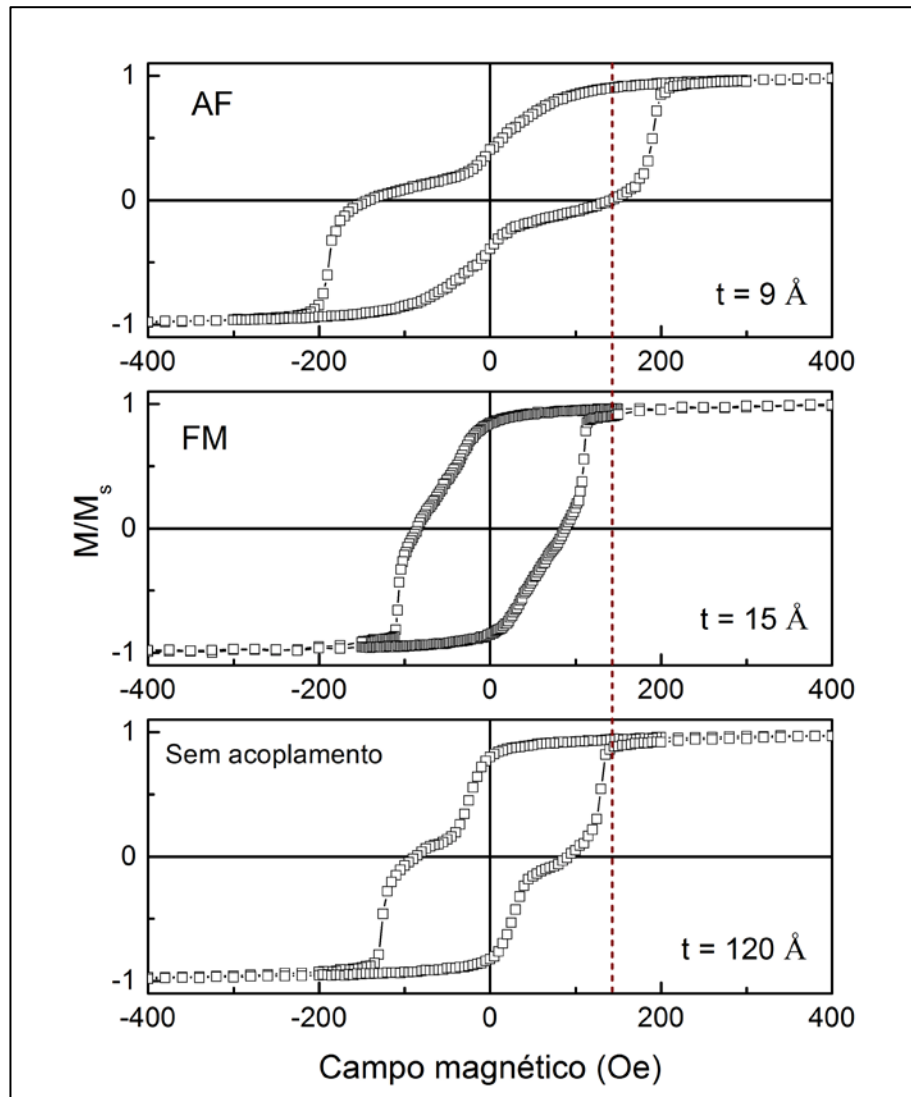


Figura 5.8: Curvas de magnetização de algumas das tricamadas da série Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å); para $t = 9 \text{ \AA}$ (acoplamento AF), $t = 15 \text{ \AA}$ (acoplamento FM) e $t = 120 \text{ \AA}$ (sem acoplamento de troca). A linha vertical tracejada compara os campos de saturação das amostras com acoplamento AF e FM com respeito à amostra sem acoplamento.

Com os resultados obtidos, observamos que quando a espessura da camada intermediária de Cr é variada, deixando fixas as espessuras das outras camadas, modifica-se o tipo e a energia da interação entre as camadas de Co e NiFe. Tal variação sucede em forma oscilatória, pois a interação é

ferromagnética para t entre 4 e 10 Å, antiferromagnética para t entre 11 e 15 Å e depois novamente ferromagnética entre 15 e 50 Å. Para obter o comportamento da energia de interação de troca, podemos observar o efeito dessa energia que se reflete no deslocamento dos laços de histerese ao longo do eixo do campo magnético. Na Figura 5.8 mostram-se este deslocamento para dois casos distintos, que são o caso de acoplamento ferromagnético (FM), antiferromagnético (AF), com respeito ao caso sem acoplamento de troca.

Tomando como referência a tricamada sem acoplamento de troca, pode-se observar, na Figura 5.8 que para a amostra que apresenta acoplamento antiferromagnético, o deslocamento é para o lado direito longo do eixo do campo magnético, enquanto que para a amostra com acoplamento ferromagnético, o deslocamento é para lado esquerdo, ambos com respeito ao valor da magnetização de saturação da amostra sem acoplamento de troca. Isto resulta em campos de saturação maior e menor, respectivamente que o caso dos sistema sem acoplamento. Desta forma, podemos usar os campos de saturação das tricamadas com acoplamento magnético e compara-los com o campo de saturação da tricamada sem acoplamento para observar, desta forma, o comportamento da energia de interação de troca em função da separação entre as camadas ferromagnéticas.

O campo de saturação da tricamada com $t = 120$ Å é de aproximadamente 150 Oe e o das tricamadas com t entre 4 e 50 Å apresentaram valores maiores ou menores que esse valor para um acoplamento antiferromagnético ou ferromagnético, respectivamente. A diferença entre os campos de saturação das tricamadas com acoplamento magnético e a tricamada sem acoplamento pode fornecer a variação da energia de interação de troca em função da espessura de Cr. Esta diferença (ΔH_s) em função da espessura, t , do Cr é mostrada na Figura 5.9, onde podemos ver um comportamento oscilatório. Esta oscilação de dá entre um acoplamento antiferromagnético e um acoplamento ferromagnético. Em essa figura a linha horizontal ($\Delta H_s = 0$) representa a amostra de referencia, sem acoplamento magnético. O caráter oscilatório de ΔH_s , em função de t , reflete o comportamento da energia de interação de troca

bilinear entre as camadas magnéticas, a qual é do tipo Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida [10, 39, 40, 41].

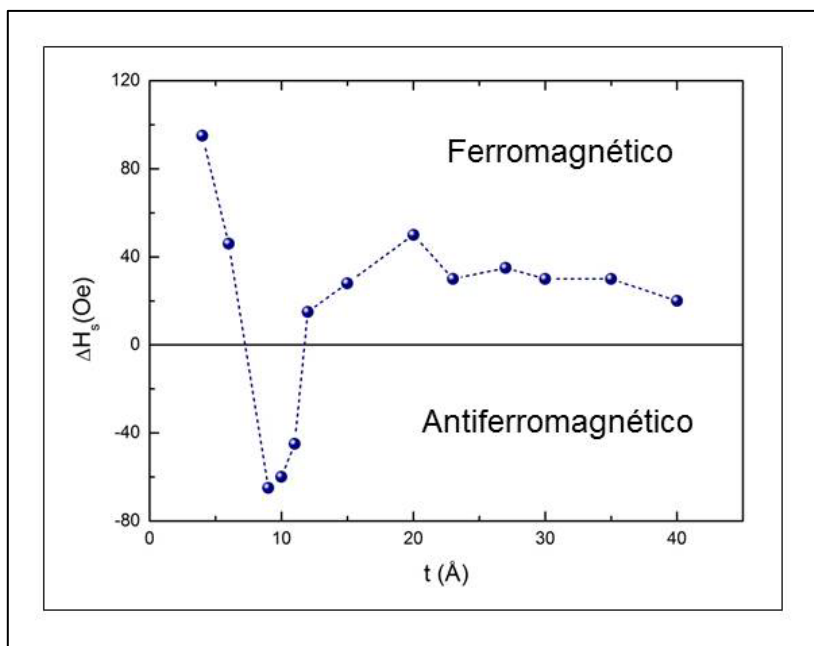


Figura 5.9: Diferença entre os campos de saturação (ΔH_s) das tricamadas com acoplamento de troca e o da tricamada sem acoplamento, em função da espessura, t , da camada de Cr. O erro nos valores de ΔH_s corresponde ao erro nas medidas do campo aplicado, que é de ± 2 Oe. A linha tracejada é um guia para os olhos.

Na Figura 5.9 é possível observar, além da oscilação, uma queda dos valores de ΔH_s quando t aumenta, o qual indica uma queda da energia de interação de troca na medida que a separação entre as camadas ferromagnéticas é aumentada. Os valores das energias de interação de troca serão discutidos na seção 5.3.3, que trata da análise das curvas de magnetização em função do campo aplicado com um modelo fenomenológico que usa as contribuições para a energia livre do sistema, expostas na seção 2.2.

5.3.2 Tricamadas da série Co(d_1)/Cr/NiFe

Para produzir esta série de tricamadas, escolheu-se uma espessura de Cr que favoreça um acoplamento antiferromagnético entre o Co e o NiFe, tendo como base a série de amostras da seção 5.3.1. A espessura escolhida foi de $t = 11 \text{ \AA}$ e, com isso, o sistema de tricamadas é representado como Si(111)/Cr(80 \AA)/Co(d_1)/Cr(11 \AA)/NiFe(150 \AA)/Cr(40 \AA), para espessuras variáveis, d_1 , da camada de Co. O objetivo foi observar a influencia da espessura d_1 a energia de interação de troca entre as camadas de Co e NiFe.

Nesta parte, a descrição das curvas de magnetização foca-se principalmente na variação da forma de tais curvas em função da espessura da camada de Co. Na Figura 5.10 exibem-se alguns dos ciclos de histerese dessa série de tricamadas. A espessura d_1 foi variada entre 40 e 250 \AA . Para a tricamada com a espessura menor de Co ($d_1 = 40 \text{ \AA}$), o ciclo de histerese apresenta dois laços bem destacados. Estes correspondem às magnetizações das duas camadas ferromagnéticas: Co(40 \AA) e NiFe(150 \AA). Na parte central da curva observa-se um laço de histerese estreito, o qual corresponde ao NiFe, pois este material possui uma anisotropia magneto-cristalina uniaxial baixa, o que resulta num campo coercitivo também baixo ou uma largura pequena do ciclo de histerese. Superposto a este laço estreito observa-se um laço com uma largura muito maior e que corresponde à camada de Co(40 \AA). Quando a espessura d_1 é aumentada, este segundo laço diminui sua largura e vai se sobrepondo de forma mais destacada que o laço do NiFe, no ciclo de histerese.

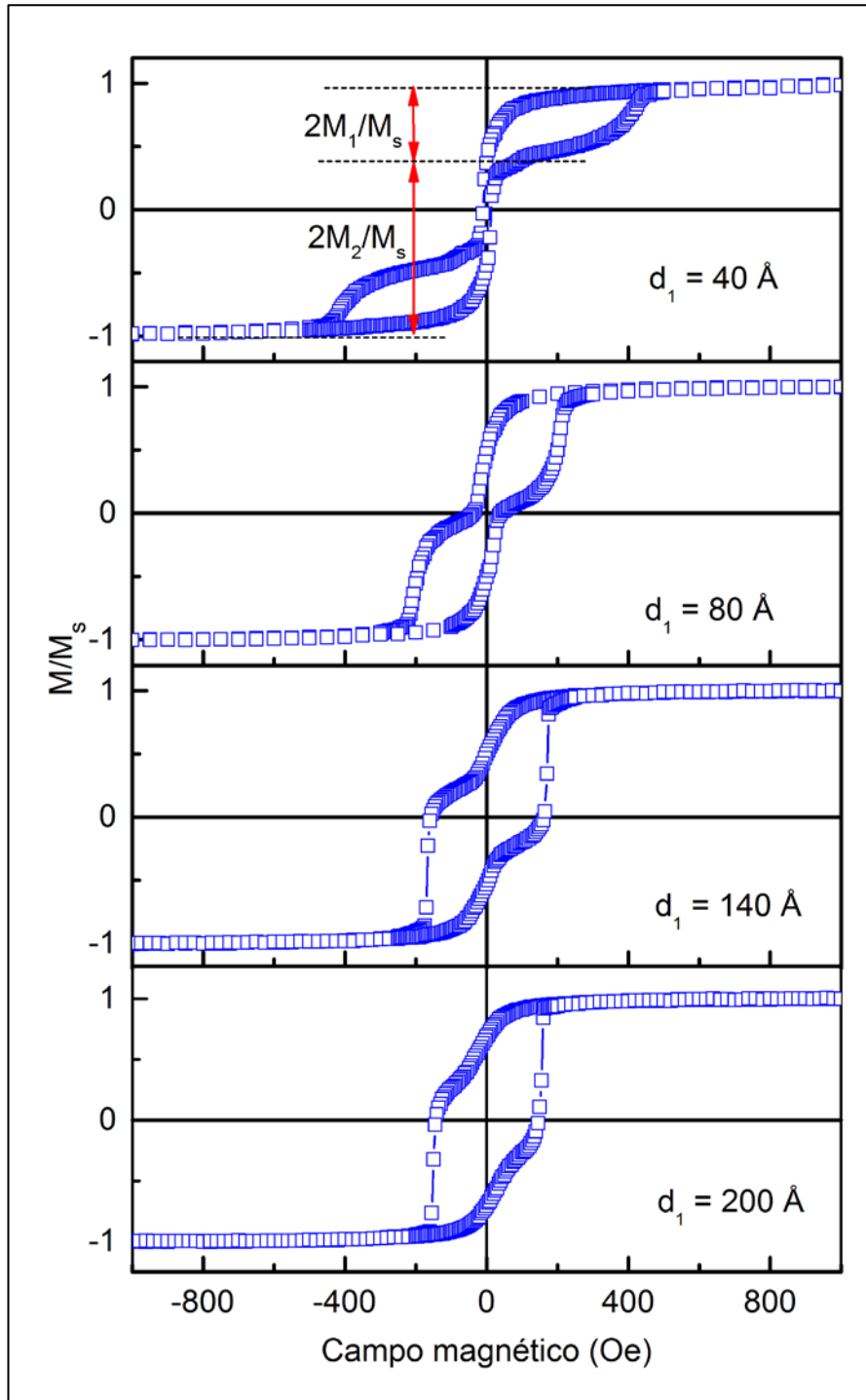


Figura 5.10: Curvas de magnetização para algumas amostras da série de tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(d_1)/Cr(11Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å), com diferentes espessuras da camada de Co, d_1 .

Para ajudar a compreender a forma dos ciclos de histerese e sua variação com o aumento da espessura da camada de Co, podemos usar a razão entre as magnetizações totais de cada camada numa amostra, dada por $r = M_1 V_1 / (M_2 V_2)$, onde M_1 e M_2 são as magnetizações de saturação por unidade

de volume do Co e NiFe, respectivamente; V_1 e V_2 , os volumes das respectivas camadas. Como num mesmo filme, a área é comum a todas as camadas, podemos simplificar a razão r usando as espessuras das camadas, e com isso fica $r = d_2 M_2 / (d_1 M_1)$. Para isto supôs-se que a forma geométrica das amostras é retangular.

Usando a magnetização de saturação do Co bulk (1400 emu/cm^3) e do NiFe (800 emu/cm^3) [8, 36], $d_1 = 40 \text{ \AA}$ e $d_2 = 150 \text{ \AA}$, a razão entre as magnetizações totais das camadas ferromagnéticas para esta amostra é $r \approx 2,14$. Esta razão é compatível com a razão entre as magnetizações de saturação dos laços de histerese superpostos na Figura 5.10 para $d_1 = 40 \text{ \AA}$, de onde pôde-se estimar, a do ciclo de histerese, o valor de aproximadamente 2,37. Para calcular este último valor usaram-se as magnetizações M_1 e M_2 estimados a partir da curva de magnetização correspondente e representadas na Figura 5.10.

À medida que a espessura do Co, d_1 , é aumentada, a razão r diminui e isso reflete-se da mudança gradativa da forma dos ciclos de histerese. Para $d_1 = 80 \text{ \AA}$, deixando inalteradas as outras espessuras, a razão $r \approx 1,07$, o que é compatível com o ciclo de histerese correspondente e observado na Figura 5.10, no qual podem-se apreciar os dois laços de histerese equitativamente distribuídos nos eixos de magnetização e de campo magnético. Para $d_1 \approx 140 \text{ \AA}$, $r \approx 0,61$ e para $d_1 = 200$, $r = 0,42$, o que indica uma maior presença de momentos magnéticos do Co com respeito ao NiFe e assim, as curvas de magnetização vão adquirindo a forma da curva com a magnetização do Co dominante no sistema. É importante também mencionar que a largura dos ciclos de histerese, descrita pelo campo coercitivo, foi afetada pela espessura da camada de Co. Para a menor espessura de Co usada ($d_1 = 40 \text{ \AA}$), o laço de histerese do Co tem uma maior largura do que para as espessuras $d_1 = 200 \text{ \AA}$ e 250 \AA . O ciclo de histerese para a amostra com $d_1 = 250 \text{ \AA}$ teve sua forma similar à da amostra com $d_1 = 200 \text{ \AA}$.

Entretanto, além das contribuições das camadas de Co e NiFe para a forma dos ciclos de histerese, devemos considerar o acoplamento antiferromagnético entre estas camadas, mediada pela espessura de Cr de $t = 11 \text{ \AA}$, que é responsável por um aumento gradativo da magnetização em função do campo aplicado. Porém, para este sistema de tricamadas, não foi possível observar um parâmetro, diretamente nos ciclos de histerese experimentais, que descreva o comportamento da energia do acoplamento antiferromagnético, como no caso das tricamadas Co/Cr(t)/NiFe. Assim, a variação da energia de interação de troca com a espessura de Co será obtida na seção 5.3.3 através do cálculo dos ciclos de histerese usando as contribuições para a energia livre descritas na seção 2.2.

5.3.3 Análise dos resultados e constantes de interação de troca

Nesta seção, a interpretação dos resultados experimentais das curvas de magnetização é realizada através do modelo fenomenológico de Stoner-Wohlfarth, onde as camadas ferromagnéticas dos filmes são consideradas monodomínios magnéticos. Este modelo possibilita encontrar as posições de equilíbrio das magnetizações das camadas em um filme magnético a partir da minimização da energia livre magnética total do sistema. Quando ocorre um alinhamento de todos os momentos magnéticos na direção do campo magnético aplicado de forma a produzir o maior valor de magnetização diz-se que temos a magnetização de saturação M_s . A seguir será descrito o procedimento adotado para a obtenção dos ciclos de histerese usando o modelo de Stoner-Wohlfarth [5, 30].

A energia livre total do sistema de tricamadas $FM_1/NM/FM_2$, por unidade de área, dada pela equação (3.1), em sua forma explícita é dada por [5, 36, 42, 43]:

$$E = d_1 M_1 \left[-H \cos(\theta_1 - \theta_H) + \frac{1}{2} H_{u1} \sin^2 \theta_1 \right] + d_2 M_2 \left[-H \cos(\theta_2 - \theta_H) + \frac{1}{8} H_{c2} + \frac{1}{4} H_{u2} \cos^2 \theta_2 \right] - J_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) + J_2 \cos^2(\theta_1 - \theta_2) \quad (5.1)$$

Tendo em conta o significado do parâmetros e variáveis da equação acima, já descritas na seção 2.2, podemos associar os mesmos ao sistema de tricamadas Co/Cr/NiFe. Assim, teremos que:

d_1 : Espessura da camada de Co

d_2 : Espessura da camada de NiFe

M_1 : Magnetização de saturação por unidade de volume da camada de Co

M_2 : Magnetização de saturação por unidade de volume da camada de NiFe

H_{u1} : Campo de anisotropia uniaxial da camada de Co

H_{u2} : Campo de anisotropia uniaxial da camada de NiFe

H_{c2} : Campo de anisotropia cúbica da camada de NiFe

θ_1 : Ângulo da magnetização M_1 com respeito ao eixo de anisotropia uniaxial

θ_2 : Ângulo da magnetização M_2 com respeito ao eixo de anisotropia uniaxial

θ_H : Ângulo do campo aplicado com respeito ao eixo de anisotropia uniaxial

H : Intensidade do campo magnético externo aplicado

J_1 : Energia de interação de troca bilinear por unidade de área

J_2 : Energia de interação de troca biquadrática por unidade de área

Quando o campo externo, H , é aplicado no plano das amostras, as direções θ_1 e θ_2 das magnetizações M_1 e M_2 mudam e tendem a se alinhar com a direção de H até as orientações de equilíbrio, ou de energia mínima, serem alcançadas. Estas orientações de equilíbrio podem ser obtidas por meio da minimização da energia livre total do sistema, dada pela equação (5.1), com

respeito aos ângulos θ_1 e θ_2 . Considerando que as posições de equilíbrio das magnetizações são θ_{10} e θ_{20} , o equilíbrio é obtido por meio de:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \theta_1}\right)_{\theta_{10}} = 0 \quad \text{e} \quad \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta_1^2}\right)_{\theta_{10}} > 0 \quad (5.2)$$

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \theta_2}\right)_{\theta_{20}} = 0 \quad \text{e} \quad \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta_2^2}\right)_{\theta_{20}} > 0 \quad (5.3)$$

Depois de realizar a primeira derivada, obtêm-se equações transcendentais para θ_{10} e θ_{20} , e, além disso, o procedimento descrito pelas equações (28) e (29) deve ser executado para cada valor da intensidade do campo magnético aplicado, H , pois na obtenção dos ciclos de histerese, uma varredura em campo magnético é realizada. Assim, um cálculo numérico é necessário para obter os ângulos de equilíbrio das magnetizações, para cada valor de H , minimizando a energia livre do sistema. O processo de minimização da função de duas variáveis $E(\theta_1, \theta_2)$ foi realizado com um algoritmo baseado no método de minimização de Nelder-Mead [44] e desta forma, os valores de θ_{10} e θ_{20} foram calculados para cada valor de H .

Uma vez obtidos os ângulos de equilíbrio, a magnetização do sistema pode ser calculada somando as componentes dos vetores de magnetização das camadas de Co e NiFe ao longo do vetor de campo magnético H , por meio de [5]:

$$\frac{M}{M_s} = \frac{d_1 M_1 \cos(\theta_{10} - \theta_H) + d_2 M_2 \cos(\theta_{20} - \theta_H)}{d_1 M_1 + d_2 M_2} \quad (5.4)$$

Os fatores d_1 e d_2 substituem os volumes das camadas ferromagnéticas, pois numa mesma tricamada, a área da amostra é igual para as duas camadas, de espessuras d_1 e d_2 , respectivamente, e considera-se que o sistema possui uma forma retangular. Como os ângulos de equilíbrio são uma função do

campo aplicado, isto é, $\theta_{10}(H)$ e $\theta_{20}(H)$, a equação (5.4) fornece os valores da magnetização em função do campo $M(H)$ dividida pela magnetização de saturação da amostra, M_s . A seguir são apresentados os resultados da análise para cada sistema de tricamadas magnéticas.

Tricamadas da série Co/Cr(t)/NiFe

As amostras escolhidas para representar os resultados dos cálculos para esta série de tricamadas são as mesmas cujas curvas de magnetização já foram descritas e exibidas na Figura 5.8. Assim, na Figura 5.11 mostram-se os ciclos de histerese de três amostras da série Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å), para três espessuras t diferentes e que favorecem distintos acoplamentos magnéticos. Os quadrados abertos são os dados experimentais e as linhas cheias são as curvas calculadas usando a minimização da energia livre dada pela equação (5.1). Em todos os cálculos, usaram-se as espessuras $d_1 = 120 \text{ \AA}$ para a camada de Co, $d_2 = 150 \text{ \AA}$ para a camada de NiFe, $4\pi M_1 = 17,5 \text{ kOe}$ como a magnetização de saturação do Co, $4\pi M_2 = 9,8 \text{ kOe}$ como a magnetização de saturação do NiFe. O campo de anisotropia uniaxial da camada de Co, foi de $H_{u1} = 200 \text{ Oe}$ e o da camada de NiFe, $H_{u2} = 5 \text{ Oe}$. O campo de anisotropia cúbica da camada de NiFe foi de $H_{c2} = 60 \text{ Oe}$. As constantes de interação de troca bilinear de biquadrática tiveram uma importante variação de uma amostra para a outra.

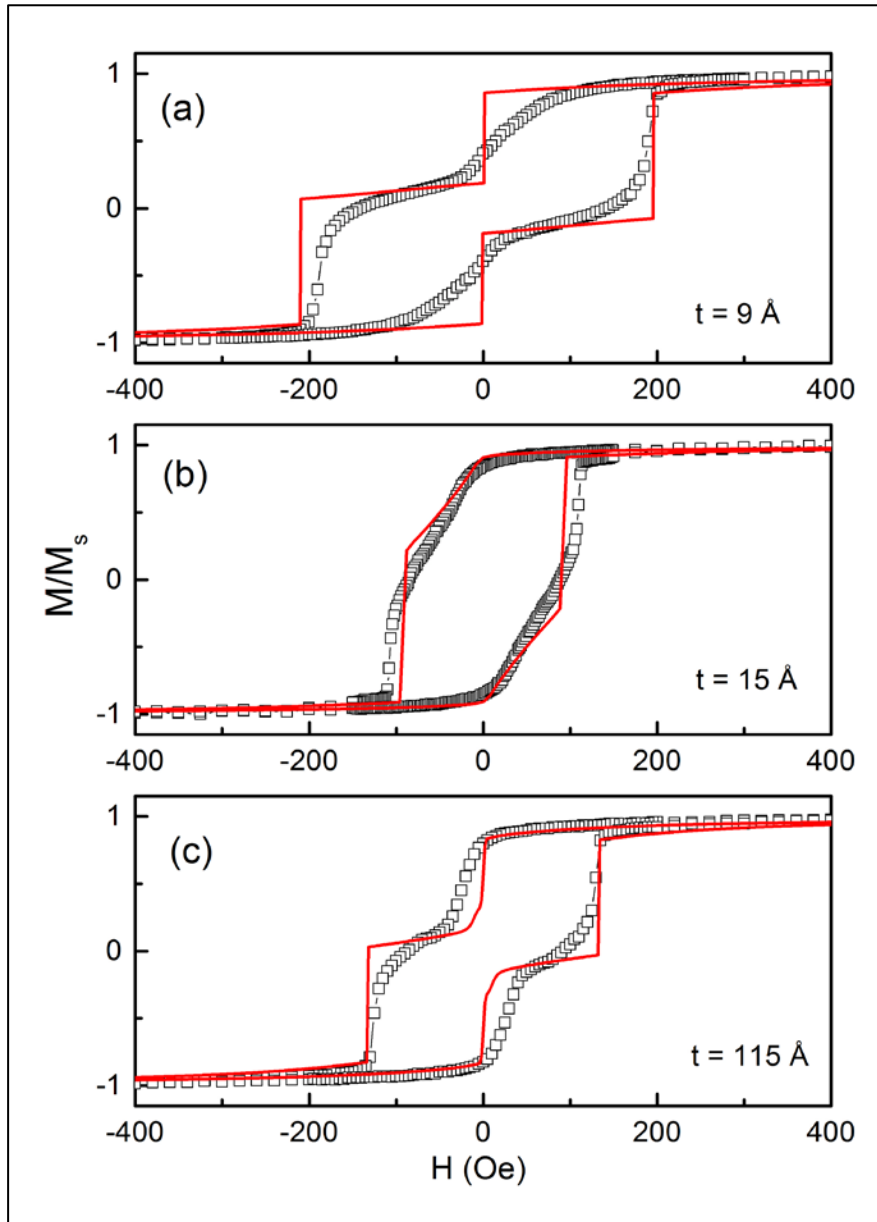


Figura 5.11: Curvas de magnetização, em função do campo, das tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å) para $t = 9, 15$ e 120 Å. Os quadrados abertos são os dados experimentais e as linhas cheias foram calculadas com a Equação (5.4), usando (a) $J_1 = -30 \times 10^{-3}$ erg/cm² e $J_2 = -15 \times 10^{-3}$ erg/cm², (b) $J_1 = 80 \times 10^{-3}$ erg/cm² e $J_2 = 35 \times 10^{-3}$ erg/cm², (c) $J_1 = 0$ e $J_2 = 0$.

Na parte (a) da Figura 5.11, a energia de interação de troca bilinear é $J_1 = -30 \times 10^{-3}$ erg/cm² e a energia do acoplamento biquadrático, $J_2 = -15 \times 10^{-3}$ erg/cm². Como $J_1 > J_2$, Isso indica um acoplamento antiferromagnético dominante, o que está de acordo com a discussão realizada na seção 2.3.1. Da mesma forma, para a parte (b) da Figura 5.11, a constante bilinear é $J_1 =$

$80 \times 10^{-3} \text{ erg/cm}^2$ e a constante biquadrática, $J_2 = 35 \times 10^{-3} \text{ erg/cm}^2$; isto indica um acoplamento ferromagnético dominante. Por outro lado, na parte (c) da Figura 5.11, as constantes usadas no cálculo da respectiva curva de magnetização foram $J_1 = 0$ e $J_2 = 0$, o que descreve um sistema sem acoplamento magnético.

As curvas calculadas descrevem corretamente as curvas obtidas experimentalmente, do ponto de vista da influência da energia de interação de troca na forma dos ciclos de histerese. Porém, o modelo de Stoner considera as camadas ferromagnéticas como um monodomínios, cuja magnetização pode se alinhar com o campo aplicado e pode ter uma determinada orientação com respeito a um único eixo de anisotropia. A suposição do monodomínio pode ser considerada válida quando a amostra está em estado de saturação magnética, mas, no estado não saturado, existem muitos domínios magnéticos separados por paredes de domínio. Além do mais, os sistemas reais podem apresentar muitos eixos de anisotropia, orientados em diversas direções no plano das amostras. O caráter de multidomínio, no estado não saturado, e a existência de vários eixos de anisotropia pode explicar a forma curvilínea dos ciclos de histerese, obtidos experimentalmente, nas regiões de transição da orientação da magnetização com o campo aplicado.

Para uma camada ferromagnética única, um modelo simples que descreve a contribuição devido à presença de uma distribuição de eixos de anisotropia, no filme, fornece a magnetização em função do campo aplicado, dada por [45]:

$$\frac{M}{M_s} = \frac{2}{\pi} \tan^{-1} \left(\frac{H + H_c}{H_u} \right) \quad (5.5)$$

onde H_c é o campo coercitivo e H_u é o campo de anisotropia uniaxial. Os cálculos apresentados na Figura 5.11 fornecem a energia de interação de troca bilinear e biquadrática, J_1 e J_2 . Estes parâmetros foram estimados para todas

as amostras dessa série e os respectivos valores de J_1 são exibidos na parte (a) da Figura 5.12.

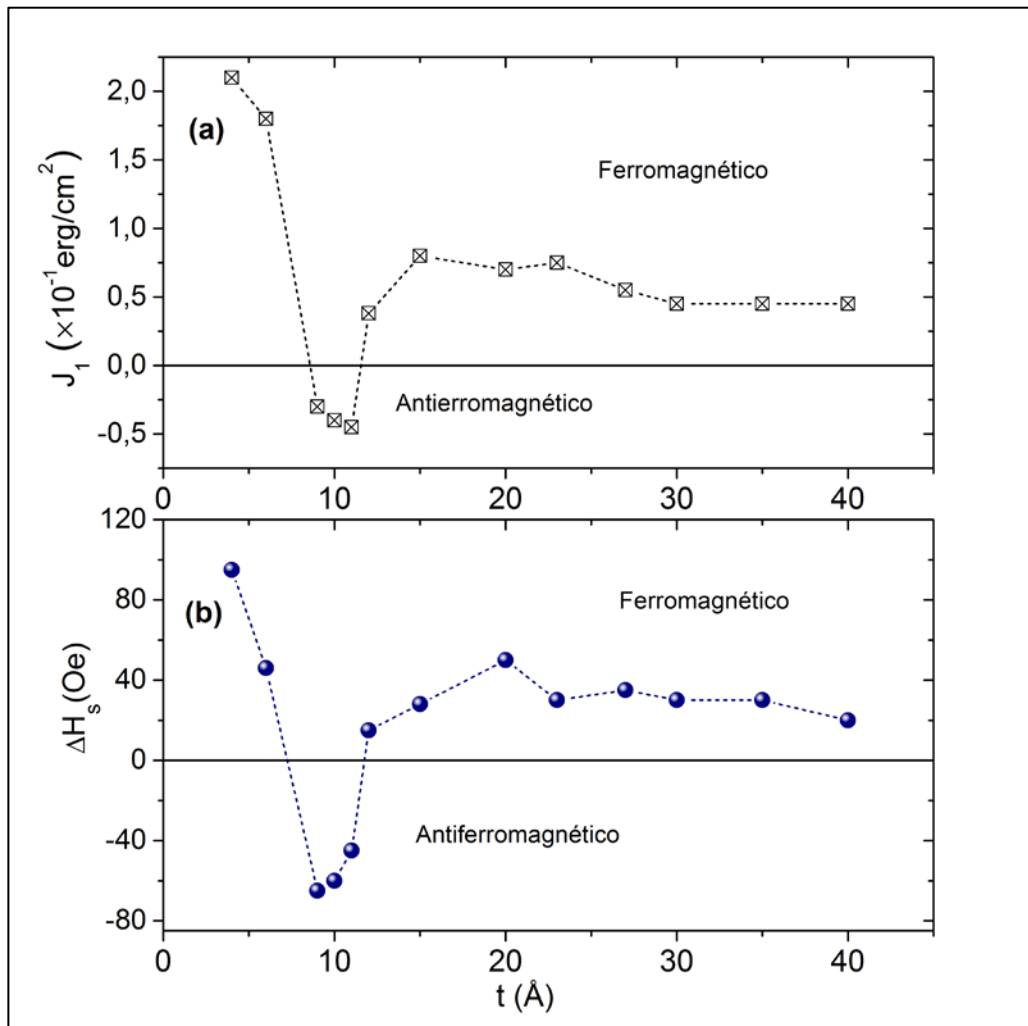


Figura 5.12: Energia de interação de troca bilinear J_1 em função da espessura da camada de Cr, t , **(a)** usadas nos cálculos dos ciclos de histerese da série de tricamadas Co/Cr(t)/NiFe. Podemos ver que $J_1(t)$ reproduz o comportamento observado para o parâmetro ΔH_s **(b)** descrito na seção 5.3.1.

Nesta figura [Figura 5.12(a)] pode-se observar que a energia J_1 oscila em função da espessura da camada de Cr, t , da mesma forma que o parâmetro ΔH_s descrito na seção 5.3.1 e mostrado na parte (b) da Figura 5.12. Os valores positivos de J_1 estão associados a um acoplamento ferromagnético ou um alinhamento paralelo entre as magnetizações, enquanto que valores negativos

se devem a um acoplamento antiferromagnético ou a um alinhamento antiparalelo.

Em geral, a energia do acoplamento bilinear, J_1 , tem a contribuição de dois mecanismos de interação de troca entre duas camadas ferromagnéticas numa tricamada. O primeiro mecanismo é responsável pelo acoplamento de troca oscilatório, onde os valores de J_1 oscilam entre positivo e negativo com a separação entre as camadas. De acordo com o modelo dos poços quânticos [46, 47, 48], estas oscilações são causadas pelas reflexões dependentes do spin de elétrons da camada intermediária de Cr nas interfaces com as camadas de Co e NiFe. O segundo mecanismo causa um acoplamento puramente ferromagnético ($J_1 > 0$) com um decaimento exponencial dos valores de J_1 quando t aumenta. Este mecanismo é conhecido como acoplamento magnetoestático de Néel [49–51] e se origina pela interação entre momentos magnéticos atômicos nas rugosidades correlacionadas das interfaces FM_1/NM e NM/FM_2 .

A soma das energias de interação de troca originada pelos dois mecanismos descritos no parágrafo anterior resulta em oscilações do acoplamento de troca bilinear, entre ferromagnético e antiferromagnético, em função de t , superposto com um decaimento do tipo exponencial, com t , da energia desta interação indireta. Se um dos mecanismos resulta dominante num sistema de tricamadas, observar-se-á tal característica pela predominância das oscilações de J_1 em função de t ou por um acoplamento puramente ferromagnético, através de valores unicamente positivos de J_1 , os quais decrescem com t aumentando. No sistema de tricamadas estudadas aqui, a dependência de J_1 com t sugere a existência dos dois mecanismos como responsáveis pela energia da interação de troca bilinear entre as camadas de Co e NiFe. Na Figura 5.12, tanto na parte (a) quanto na parte (b) observa-se que no intervalo de espessuras da camada separadora de Cr, t , usadas, o sistema teve uma predominância do acoplamento ferromagnético, enquanto que poucas espessuras ($9 \text{ \AA} < t < 15 \text{ \AA}$) favoreceram um acoplamento antiferromagnético predominante.

Com respeito ao acoplamento biquadrático, para todas as espessuras, t , obtiveram-se valores da energia desta interação menores que a energia do acoplamento bilinear ($J_2 < J_1$), o que indica que a interação bilinear foi predominante neste sistema de tricamadas. Na tabela 5, mostram-se os valores de J_2 para cada espessura da camada de Cr da série de tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å). Os campos de anisotropia uniaxial para as camadas de Co e NiFe, como no caso dos cálculos apresentados na Figura 5.12, foram $H_{u1} = 200$ Oe e $H_{u2} = 5$ Oe, respectivamente, enquanto que o campo de anisotropia cúbica da camada de NiFe, foi também $H_{c1} = 60$ Oe. As magnetizações de saturação usadas, foram também $4\pi M_1 = 17,5$ kOe e $4\pi M_2 = 10,0$ kOe, com as espessuras $d_1 = 120$ Å e $d_2 = 150$ Å.

Tabela 5: Valores das constantes de interação de troca biquadrática, J_2 , para as diferentes espessuras, t , usados nos cálculos dos ciclos de histerese da série de tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(120Å)/Cr(t)/NiFe(150Å)/Cr(40Å).

t (Å)	J_2 ($\times 10^{-1}$ erg/cm ²)
4	0,40
6	0,30
8	0,30
9	-0,15
10	-0,10
11	-0,15
12	0,17
15	0,35
20	0,35
23	0,15
27	0,20
30	0,20
35	0,30
40	0,12

Tricamadas da série Co(d_1)/Cr/NiFe

Para a série Si(111)/Cr(80Å)/Co(d_1)/Cr(11Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å), na Figura 5.13 são apresentados os ciclos de histerese experimentais de algumas amostras (quadrados abertos) e os cálculos das curvas de magnetização (linhas sólidas) para as respectivas espessuras, d_1 , foram realizados com a equação (5.4) e os ângulos de equilíbrio dos vetores de magnetização das camadas de Co e NiFe obtidos pela minimização da energia livre total, dada pela equação (5.1).

Tabela 6: Valores dos campo de anisotropia uniaxial (H_{u1}) e das constantes de interação de troca bilinear (J_1) e biquadrática (J_2) para as diferentes espessuras, d_1 , usados nos cálculos dos ciclos de histerese da série de tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(d_1)/Cr(11Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å).

d_1 (Å)	J_1 ($\times 10^{-2}$ erg/cm ²)	J_2 ($\times 10^{-2}$ erg/cm ²)	H_{u1} (Oe)
40	0,75	0	500
80	-0,80	0,30	250
120	-4,50	-0,50	200
140	-4,35	-0,50	250
200	-4,40	-0,80	250
240	-4,30	-0,80	250

Para esta série de amostras usaram-se os seguintes parâmetros comuns para os cálculos de todas as curvas de magnetização: $4\pi M_1 = 17,5$ kOe, $4\pi M_2 = 10,0$ kOe, $d_2 = 150$ Å, $H_{u2} = 5$ Oe e $H_{c1} = 60$ Oe. As espessuras da camada de Co, d_1 , o campo de anisotropia uniaxial dessa camada (H_{u1}) e as

constantes de interação de troca (J_1 e J_2), usados também nos cálculos, são mostrados na Tabela 6.

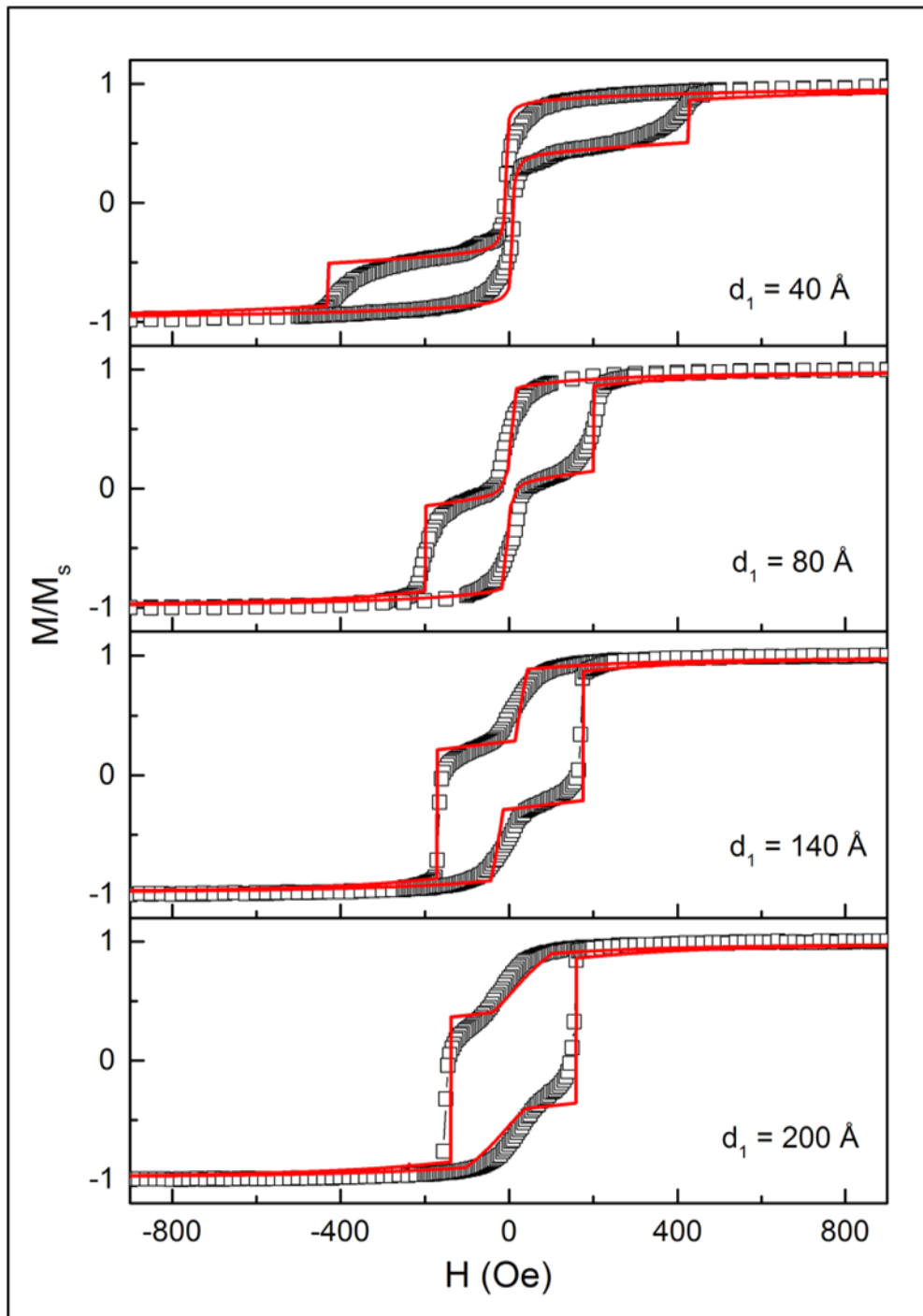


Figura 5.13: Curvas de magnetização em função do campo para a série de tricamadas Si(111)/Cr(80Å)/Co(d_1)/Cr(11Å)/NiFe(150Å)/Cr(40Å), para algumas das espessuras da camada de Co, d_1 . Os quadrados abertos representam os dados experimentais e as linhas cheias foram obtidas com a Equação (5.4) usando os parâmetros da Tabela 6.

Como no caso do sistema de tricamadas com espessura de Cr variável, as constantes de interação de troca dessa nova série também indicam um acoplamento bilinear predominante sobre o acoplamento biquadrático ($|J_1| > |J_2|$). De acordo com os valores da Tabela 6, o acoplamento bilinear é antiferromagnético para as espessuras $d_1 = 240, 200, 140, 120$ e 80 \AA , com valores aproximadamente constantes de J_1 para espessuras acima de 120 \AA inclusive. Para $d_1 = 80 \text{ \AA}$, J_1 teve um considerável decaimento com respeito aos valores dessa constante para espessuras maiores de Co, enquanto que para $d_1 = 40 \text{ \AA}$, o acoplamento entre as camadas de NiFe e Co é ferromagnético, uma vez que $J_1 > 0$. Assim, nesta série de tricamadas, observa-se que a diminuição da espessura d_1 afetou a intensidade do acoplamento bilinear ($d_1 \leq 80 \text{ \AA}$) e também o tipo de alinhamento entre as magnetizações de Co e NiFe ($d_1 = 40 \text{ \AA}$).

O efeito acima descrito pode estar correlacionado com uma mudança da energia de anisotropia uniaxial da camada de Co; o respectivo campo de anisotropia, para $d_1 = 40 \text{ \AA}$, foi de $H_{u1} = 500 \text{ Oe}$ (Tabela 6), enquanto que para as outras espessuras, este se manteve aproximadamente constante. Numa mesma camada ferromagnética existe a competição entre a interação dipolar magnética, responsável pela anisotropia de forma e que mantém a magnetização no plano do filme, e da interação spin-órbita, que origina a anisotropia magneto-cristalina (uniaxial e cúbica). Nos materiais volumétricos e em filmes finos de camadas com espessuras de até poucos nanômetros, a energia da interação dipolar é muito maior que a da interação spin-órbita. Porém, quando a espessura da camada é diminuída, a interação spin-órbita torna-se gradativamente mais relevante, podendo até se tornar predominante. Estudos mais detalhados, com outras técnicas de análise magnética (dicroísmo magnético circular de raios-x e ressonância ferromagnética), são necessários para ajudar a esclarecer a relação entre a anisotropia magnética e a interação de troca nas tricamadas analisadas.

6 CONCLUSÕES

Dois sistemas de tricamadas NiFe/Cr/Co foram produzidos por pulverização catódica sobre substratos de Si monocristalino. Na primeira série de amostras, a espessura de Cr, t , foi variada entre 4 e 40 Å, mantendo constantes as espessuras das outras camadas. Na segunda série, escolheu-se uma espessura de Cr, da primeira série, que favoreça um acoplamento antiferromagnético e variou-se a espessura da camada de Co, d_1 , entre 40 e 240 Å, deixando constantes as espessuras das outras camadas. As propriedades estruturais das amostras foram estudadas por Refletividade de Raios X e Microscopia de Força Atômica. A partir dessas análises pode-se concluir que as camadas possuem baixa rugosidade interfacial e a espessura das mesmas são próximas às estimadas pelas taxas de deposição para o processo de crescimento.

As interações magnéticas foram estudadas por medidas de magnetização em função do campo magnético aplicado no plano das amostras. As medidas foram obtidas pela técnica de Magnetometria de Amostra Vibrante. Para o primeiro sistema de tricamadas (t variável), a constante de troca bilinear apresentou uma dependência oscilatória (entre $J_1 > 0$ e $J_1 < 0$) com a espessura, t , o que foi associado a um alinhamento paralelo e antiparalelo, respectivamente das magnetizações das camadas ferromagnéticas. Além disso, o sistema apresentou uma predominância do acoplamento ferromagnético para a maior parte do intervalo de espessuras usadas ($t < 9$ Å e $t > 13$ Å), com uma queda rápida dos valores de $J_1 > 0$ com t , o que foi atribuído ao mecanismo de acoplamento magneto-estático de Néel. No segundo sistema de tricamadas (d_1 variável) o sistema apresentou um acoplamento antiferromagnético para $d_1 \geq 80$ Å e para $d_1 = 40$ Å, um acoplamento ferromagnético. Em ambas as séries de tricamadas as constantes de acoplamento biquadrático foram menores que as do acoplamento bilinear, indicando uma predominância do alinhamento paralelo ou antiparalelo das magnetizações sobre o alinhamento perpendicular entre estas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] FREITAS, P. P.; FERREIRA, R.; CARDOSO, S.; CARDOSO F. Magnetic Sensors. **Journal of Physics: Condensed Matter**, v. 19, p. 165221-1 – 165221-21, 2007.
- [2] LENZ, James; EDELSTEIN, Alan S. Magnetic Sensors and their Applications. **IEEE Sensors Journal**, v. 6, p. 631 – 649, 2006.
- [3] LOOS, M.R. **Nanociência e Nanotecnologia**. Rio de Janeiro, RJ, Brasil: Editora Interciência, 2014, 300p.
- [4] TABOR, D.; **The Hardness of Metals**, Clarendon, Oxford, U.K., 1951, 175p.
- [5] REZENDE, S. M; CHESMAN, C; LUCENA, M. A; AZEVEDO A. Studies of coupled metallic magnetic thin-film trilayers. **Journal of applied Physics**, v. 84, p. 958 – 972, 1998.
- [6] ALAYO, W.; PELEGRINI, F.; BAGGIO-SAITOVITCH, E. Ferromagnetic resonance study of sputtered NiFe/V/NiFe heterostructures. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 377, p. 104 – 110, 2014.
- [7] ALAYO, W; SOUSA, M. A.; PELEGRINI, F.; BAGGIO-SAITOVITCH, E.; Analysis of the weak coupling of the IrMn/Co/Ru/NiFe structures by ferromagnetic resonance. **Journal of Applied Physics**, v. 109, p. 83917-1 – 83917-5, 2011.
- [8] ALAYO, Willian. **Anisotropia Magnética e acoplamento de troca em multicamadas de metais de transição**. Tese (Doutorado em Física), Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, 2007.
- [9] FALICOV, L. M. Metallic Magnetic Superlattices. **Physics Today**, v. 45, p. 46-51, 1992.
- [10] FALICOV, L. M.; PIERCE, Daniel; BADER, S. D.; GRONSKY R.; HATHAWAY, Kristl, HOPSTER, Herbert. Surface, interface and thin-film magnetism. **Material Reports**, v. 5, p. 1299 – 1340, 1990.
- [11] SILVA, Edmilson Félix. **Propriedades Magnéticas, Estáticas e Dinâmicas de Tricamadas Fe/Cr/Fe**. Dissertação (Mestrado em Física) Universidade Federal do Rio Grande do Norte. Natal/ RN, 2012.
- [12] HUBERT, A; SCHÄFER, R. **Magnetic domains**. Springer, New York, 1998, 696p.

- [13] CULLITY, B. D.; GRAHAM C. D., **Introduction to Magnetic Materials**. John Wiley & Sons Inc, New York, 2009, 568p.
- [14] BERTOTTI, G.; **Hysteresis in Magnetism: For Physicists, Materials Scientists and Engineers Academic Press**. San Diego, 1998, 558p.
- [15] GETZLAFF, M.; **Fundamentals of Magnetism**. Springer. Berlin, 2008, 388p.
- [16] CHIKAZUMI, S.; **Physics of ferromagnetism**. 2.ed. New York: Oxford, 1997, 668p.
- [17] MILLS, D.L.; BLAND J.C.; **Nanomagnetism: ultrathin films, multilayers and nanostructures (Contemporary concepts of condensed matter science)**. Elsevier, 2006, 348p.
- [18] KITTEL, C.; **Introduction to Solid State Physics**. 8.ed. New York: John Wiley & Sons Inc. 2004, 704p.
- [19] ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D.; **Solid State Physics**. Thomson Learning, EUA, 1976, 848p.
- [20] BLAND, J.; ANTONY, C.; et. al. Magnetic Anisotropy, Magnetization and Band Structure, in: BLAND, J. A. C.; HEINRICH, B.; **Ultrathin Magnetic Structures I**, Springer-Verlag, 1994, p. 21 - 90.
- [21] CHESMAN, C.; **Acoplamentos de intercâmbio bilinear e biquadrático em tricamadas metálicas magnéticas**. Tese (Doutorado em Física), Departamento de Física-UFPE, 1998.
- [22] GRUNBERG, P.; SCHREIBER, R.; PANG, Y.; BRODSKY, MB; SOWERS, H.; Layered magnetic structures – evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers. **Physical Review Letters**, v. 57, p. 2442-2445, 1986.
- [23] PARKIN, S. S. P.; More, N.; Roche K. P., Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr. **Physical Review Letters**, v. 64, p. 2304-2307, 1990.
- [24] RUHRIG M.; SCHAFER, R.; HUBERT, A.; MOSLER, R.; WOLF, J.A.; DESMOKRITOV, S.; GRUNBERG, P, Domain observations on the Fe-Cr-Fe layered structures - evidence for a biquadratic coupling effect. **Phys Status Solid a**, v. 125, p. 635-656, 1991.
- [25] MAJKRZAK, C. F.; CABLE, J. W.; KWO, J.; HONG, M. MCWHAN, D. B.; YAFET, J. V.; WASZCAK, C.; VETTIER,C. Observation of a magnetic anaphase domain-structure with long-range order in a synthetic Gd-Y superlattice. **Physical Review Letters**, v. 56, p. 2700-2703, 1986.

- [26] SALAMON, M. B.; SINHA, J.J. ; RHYNE, J. E.; CUNNINGHAM, R.W.; ERWIN, J. ; BORCHERS, C. P. ; FLYNN, C. P. Long-range incommensurate magnetic order in a Dy-Y multilayer. **Physical Review Letters**, v. 56, p. 259-262, 1986.
- [27] PARKIN, S.S.P. Magnetotransport in Transition Metal Multilayered Structures. In: **A Symposium in Memory of Allan Mackintosh, Copenhagen, 26-29 August 1996. Matematisk-Fysiske Meddelelser 45**, p.113-132, 1996.
- [28] AZEVEDO, A.; CHESMAN, C.; REZENDE SM.; AGUIAR, F.M.D., BIAN X.; PARKIN, S.S.P. Biquadratic exchange coupling in sputtered (100)Fe/Cr/Fe. **Physical Review Letters**, v.76, p. 4837-4840, 1996.
- [29] CHESMAN, C; AZEVEDO , S. REZENDE, S.M., AGUIAR, F. M.; BIAN, X.; PARKIN. Biquadratic exchange coupling in sputtered Fe/Cr/Fe(100) sandwich structures. **Journal of Applied Physics**, v.81, p. 3791-3793, 1997.
- [30] SKOMSKI, Ralph. **Simple Models of Magnetism**. Oxford University Press, 1.ed., Oxford, 2008, 336p.
- [31] BARRETO, Pâmela Gonçalves; **Estudo do Fenômeno de Exchange bias em Tricamadas NiFe/FeMn/Co, 2014, 125f.** Tese (Doutorado em Física), Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, 2014.
- [32] KROHLING, A. C. **Magnetorresistência Gigante em multicamadas de filmes finos, 2013, 70f.** Monografia (Bacharelado em Física). Departamento de Física Universidade Federal do Espírito Santo, 2013
- [33] Laboratório de Difração de Raios-X do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. Disponível em <<http://www.cbpf.br/~raiox/>>. Acesso em: 27 de Setembro de 2016.
- [34] PARRAT, L.G., Surface studies of solids by total reflection of x-rays, **Physical Review 95**, p. 359,1954.
- [35] BHUSHAN, B. **Handbook of Nanotechnology**. 3.ed. Springer, 2010, 1962p.
- [36] ALAYO, W.; XING, Y. T.; BAGGIO-SAITOVITCH, E. Magnetization studies in IrMn/Co/Ru/NiFe spin valves with weak interlayer coupling. **Journal of Applied Physics**, v. 106, p. 113903-1 – 113903-6, 2009.
- [37] ALAYO, W.; TAFUR, Miguel; XING, Y. T.; BAGGIO-SAITOVITCH, E.; NASCIMENTO, V. P.; ALVARENGA, A. D. Study of the interfacial regions in Fe/Cr multilayers. **Journal of Applied Physics**, v. 102, 073902-1 – 073902-6, 2007.
- [38] ALAYO, W.; LANDI, S. Jr.; PELEGRINI, F.; BAGGIO-SAITOVITCH, E. Ferromagnetic Resonance Study of structure and relaxation of magnetization in

NiFe/Ru superlattices. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 350, p. 100 – 106, 2014.

[39] BRUNO, P. CHAPPERT, C. Ruderman-Kittel theory of oscillatory interlayer Exchange Coupling. **Physical Review B**, v. 46, p. 261 – 270, 1992.

[40] BALTENSBERGER, W.; HELMAN, J. S. Ruderman-Kittel coupling between ferromagnets separated by a nonmagnetic layer. **Applied Physics Letters**, v. 57, p. 2954 – 2955, 1990.

[41] PARKIN, S. S. Systematic Variation of Strength and Oscillation Period of Indirect Magnetic Exchange Coupling through the 3d, 4d and 5d transition metals. **Physical Review Letters**, v. 67, p. 3598 – 3601, 1991.

[42] LAYADI, A. Analytical expressions for the magnetization curves of a magnetic-tunnel-junction-like system. **Journal of Applied Physics**, v. 100, p. 083904-1 – 083904-8, 2006.

[43] ZHANG, Z.; ZHOU, L.; WIGEN, P. E. Angular dependence of ferromagnetic resonance in exchange coupled Co/Ru/Co trilayers. **Physical Review B**, v. 50, p. 6094 – 6112, 1994.

[44] YANG, Wong Young; CAO, Wenwu; CHUNG, Tae-Sang; MORRIS, John. **Applied Numerical Methods Using Matlab**. John Wiley & Sons Inc., New Jersey, 2005. 511 p.

[45] VITTORIA, Carmine. **Magnetic Dielectrics and Wave Propagations with Matlab codes**. CRC Press Taylor & Francis Group, U.S., 2011, 445 p.

[46] BRUNO, P. Theory of interlayer exchange interactions in magnetic multilayers. **Journal of Physics: Condensed Matter**, v. 11, p. 9403 – 9419, 1999.

[47] BRUNO, P. Theory of interlayer magnetic coupling. **Physical Review B**, v. 52, p. 411 – 440, 1995.

[48] SCHILFGAARDE, Mark; HARRISON, Walter. Oscillatory Exchange Coupling: RKKY or Quantum Well Mechanism?. **Physical Review Letters**, v. 71, p. 3870 – 3873, 1993.

[49] NÉEL, L; HEBD, C. R. **Seances Acad. Sci.** **255**, p. 1676, 1962.

[50] MAAT, S.; ZELTSER, A.; LI, J.; NIX, L.; GURNEY, A. B. Evidence for weak electron confinement in spin valves having Co₉₀Fe₁₀/Cu/Co₉₀Fe₁₀ trilayers. **Physical Review B**, v. 70, p. 014434-1 – 014434-4, 2004.

[51] ALAYO W.; BAGGIO-SAITOVITCH, E. Study of the interlayer coupling and its temperature dependence in spin valves with Ru and Cu spacers. **Journal of Applied Physics**, v. 107, p. 073909-1 – 073909-4, 2010.