



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA TERRA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA TEÓRICA E EXPERIMENTAL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Propriedades Magnéticas Estáticas e Dinâmicas de Tricamadas Fe/Cr/Fe

Por

Edimilson Félix da Silva

Natal RN, Brasil.

Fevereiro de 2012



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA TERRA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA TEÓRICA E EXPERIMENTAL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Propriedades Magnéticas Estáticas e Dinâmicas de Tricamadas Fe/Cr/Fe

Edimilson Félix da Silva

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física Teórica e Experimental da Universidade Federal do Rio Grande do Norte como parte dos pré-requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Alexandre Barbosa de Oliveira

Natal RN, Brasil.

Fevereiro de 2012

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Alexandre Barbosa de Oliveira (Orientador - ECT-UFRN)

Prof. Dr. Marcio Assolin Corrêa (Examinador Interno - DFTE-UFRN)

Prof. Dr. Roberto Lázaro Rodríguez Suárez (Examinador Externo - PUC)

Agradecimentos

Em primeiro lugar, agradeço aos meus pais Severino Machado e Francisca Félix por todo amor, dedicação e empenho para que eu nunca desistisse de alcançar meus objetivos.

Meus agradecimentos ao Prof. Alexandre Barbosa de Oliveira, pela orientação, discussões e principalmente pelo conhecimento transmitido.

Agradeço a todos os professores do DFTE que contribuíram para minha formação acadêmica durante a graduação e o mestrado. Em especial, Marcílio Colombo Oliveros, Luís Carlos Jafelice, Carlos Chesman, Gilvam Borba, Ezequiel, Ferreira, Geneci Medeiros, Claudionor Bezerra, Luciano Rodrigues, Juliana Mesquita, Felipe Bohn e Marcio Assolin.

Ao professor Antônio Azevedo (DF-UFPE) e sua equipe de laboratório que contribuíram na realização de parte deste trabalho.

Aos colegas de Laboratório André, Manilo, Neymar, Rodolfo, Tibério e Vivian, pelos momentos de descontração e troca de conhecimentos.

Aos alunos de iniciação Científica, Alessandro, Abner e Iury que muito contribuíram no desenvolvimento deste trabalho.

Aos funcionários do DFTE, em especial a Celina, Ricardo e Gustavo.

Aos amigos desde o tempo da Licenciatura, em particular, Felipe, Ivan, Juliane e Luciano.

Aos amigos da minha cidade e meus familiares que de alguma maneira contribuíram para este objetivo.

E para finalizar, quero deixar meus agradecimentos ao CNPq, Capes e FAPERN pelo apoio financeiro.

Resumo

Nesta dissertação investigamos as propriedades magnéticas de um filme monocristalino de ferro e tricamadas com a composição $\text{Fe}(80\text{\AA})/\text{Cr}(t)/\text{Fe}(80\text{\AA})$, variando as espessuras da camada metálica não magnética separadora (Cr) entre $9\text{\AA} < t < 40\text{\AA}$. As amostras foram depositadas pela técnica Sputtering DC sobre substrato de óxido de Magnésio (MgO) com orientação cristalina (100). Para esta investigação foram utilizadas as técnicas experimentais de magnetometria por efeito Kerr Magneto-Óptico (MOKE) e Ressonância Ferromagnética (FMR). Estas técnicas permitiram o estudo das propriedades estáticas e dinâmicas da magnetização das multicamadas.

Os resultados experimentais foram interpretados com base no modelo fenomenológico que leva em consideração os termos mais relevantes da energia livre magnética para descrever o comportamento do sistema. Para o filme monocristalino de ferro, realizamos uma discussão analítica das informações das curvas de magnetização e desenvolvemos uma simulação numérica baseada no modelo de Stoner-Wohlfarth, possibilitando o ajuste numérico das curvas de magnetização experimentais e a obtenção do valor de campo de anisotropia. Para as tricamadas, analisamos a presença dos acoplamentos bilinear e biquadrático entre as magnetizações das camadas ferromagnéticas adjacentes a partir das medidas das curvas de magnetização. Com as dependências angulares do campo de FMR e da largura de linha obtivemos informações sobre as anisotropias presentes nas tricamadas e evidenciamos os efeitos de diversos mecanismos de relaxação magnética. Também foi possível observar a dependência da epitaxia das multicamadas com os parâmetros de crescimento do Sputtering. Adicionalmente foi desenvolvida, durante o período do mestrado, a técnica de susceptibilidade magnética AC com o objetivo de obter resultados inovadores na investigação de filmes finos magnéticos.

PALAVRAS-CHAVES:

Efeito Kerr magneto-óptico, ressonância ferromagnética, acoplamento bilinear, acoplamento biquadrático.

Abstract

In this work, we investigated the magnetic properties of a monocrystalline Fe thin film and of Fe(80 Å)/Cr(t)/Fe(80 Å) tri-layers, with the nonmagnetic metallic Cr spacer layer thickness varying between $9 \text{ \AA} < t < 40 \text{ \AA}$. The samples were deposited by the DC Sputtering on Magnesium Oxide (MgO) substrates, with (100) crystal orientation. For this investigation, experimental magneto-optical Kerr effect (MOKE) magnetometry and ferromagnetic resonance (FMR) techniques were employed. In this case, these techniques allowed us to study the static and dynamical magnetization properties of our tri-layers.

The experimental results were interpreted based on the phenomenological model that takes into account the relevant energy terms to the magnetic free energy to describe the system behavior. In the case of the monocrystalline Fe film, we performed an analytical discussion on the magnetization curves and developed a numerical simulation based on the Stoner-Wohlfarth model, that enables the numerical adjustment of the experimental magnetization curves and obtainment of the anisotropy field values. On the other hand, for the tri-layers, we analyzed the existence of bilinear and biquadratic couplings between the magnetizations of adjacent ferromagnetic layers from measurements of magnetization curves. With the FMR fields and line width angular dependencies, information on the anisotropy in three layers was obtained and the effects of different magnetic relaxation mechanisms were evidenced. It was also possible to observe the dependence of the epitaxy of the multilayers with growth and sputtering parameters. Additionally it was developed the technique of AC magnetic susceptibility in order to obtain further information during the investigation of magnetic thin films.

KEYWORDS:

Magneto-optical Kerr effect, ferromagnetic resonance, bilinear coupling, biquadratic coupling.

Sumário

| | |
|---|----|
| Agradecimentos. | IV |
| Resumo. | V |
| Abstract. | VI |
| Introdução. | 1 |
| Capítulo 1 - Energias Livres Magnéticas. | 3 |
| 1.1 Energia Zeeman | 3 |
| 1.2 Anisotropias magnéticas nos filmes finos e multicamadas | 5 |
| 1.2.1 Energia desmagnetizante (Anisotropia de forma) | 6 |
| 1.2.2 Anisotropia de superfície e volume | 8 |
| 1.2.3 Anisotropias magnetocristalinas | 10 |
| 1.2.3.1 Anisotropia magnetocristalina cúbica | 13 |
| 1.2.3.2 Anisotropia magnetocristalina uniaxial | 19 |
| 1.3 Interações entre camadas magnéticas | 20 |
| 1.3.1 Acoplamento Bilinear | 21 |
| 1.3.2 Acoplamento Biquadrático | 23 |
| Capítulo 2 – Técnicas Experimentais | 24 |
| 2.1 Deposição por Sputtering DC | 24 |
| 2.1.1 Processo de deposição | 25 |
| 2.2 Efeito Kerr magneto-ótico (MOKE) | 29 |

| | |
|--|------|
| | viii |
| 2.2.1 Teoria fenomenológica do efeito Kerr magneto-ótico | 31 |
| 2.2.2 Efeito Kerr longitudinal | 38 |
| 2.2.3 O equipamento MOKE. | 39 |
| 2.3 Susceptibilidade magnética AC transversal. | 41 |
| 2.3.1 Montagem da técnica de susceptibilidade magnética AC transversal | 42 |
| 2.3.2 Procedimento das medidas e testes de sinal | 49 |
| 2.3.3 Dependência de χ_t com o campo magnético DC. | 49 |
| 2.4 Ressonância ferromagnética – FMR. | 54 |
| 2.4.1 Definições e teoria do FMR. | 54 |
| 2.4.1.1 Tensor susceptibilidade magnética e potência de absorção | 56 |
| 2.4.1.2 Relação de dispersão entre ω_0 e H_R | 59 |
| Capítulo 3 - Resultados e Interpretações | 64 |
| 3.1 Filme ferromagnético de MgO(100)/Fe(160Å) | 64 |
| 3.1.1 Interpretação das curvas de magnetização | 64 |
| 3.1.2 Resultados obtidos | 72 |
| 3.2 Tricamada MgO(100)/Fe(80Å)/Cr(t)/Fe(80Å) | 74 |
| 3.2.1 Análise da curva de magnetização para as tricamadas | 76 |
| 3.2.2 Ressonância ferromagnética | 85 |
| Capítulo 4 - Conclusões e Perspectivas | 90 |
| APÊNDICE A - Algoritmo de Minimização da Energia | 92 |
| Referências Bibliográficas | 94 |

Introdução

A fabricação de filmes finos magnéticos teve início no século XIX, onde M. Faraday em 1857 produziu filmes por evaporação térmica [1]. Mas, somente a partir da década de 1950, a pesquisa e o desenvolvimento dos filmes magnéticos em escala nanométrica tornaram-se uma fonte de atividades no magnetismo, motivada pela perspectiva das descobertas de novos fenômenos magnéticos com potencial para aplicações tecnológicas. Entretanto, a maioria dos trabalhos realizados nessa época apresentava uma série de entraves, tais como:

- 1) Ausência de tecnologia capaz de criar ambientes com condições adequadas para deposição de filmes finos, ou seja, ambientes com pressões abaixo de 10^{-5} Torr;
- 2) Indisponibilidade de técnicas de caracterização estrutural e morfológica dos filmes. Os primeiros espectrômetros comerciais de raios-X são desenvolvidos em 1943 [2];
- 3) Inexistência de materiais para deposição com índice de pureza igual ou superiores a 99,9%;
- 4) Inexistência de equipamentos eletrônicos capazes de controlar e monitorar os parâmetros de deposição de forma a obter filmes com boa qualidade de interface e homogeneidade.

Os avanços das técnicas de vácuo, entre os anos de 1970 e 1980, e o surgimento de diversas técnicas de análise de superfície e a interação entre pesquisas e aplicações tecnológicas, tornaram a fabricação de filmes finos e multicamadas uma área bem elaborada e promissora. Isto impulsionou descobertas de diversas propriedades físicas notáveis, como: o acoplamento de troca antiferromagnético mostrado por Grünberg e colaboradores [3] em amostras com camadas de Ferro alternadas por camadas de Cromo. A magnetorresistência gigante, observada por Baibich e colaboradores [4], que teve aplicação direta no desenvolvimento tecnológico de sensores magnéticos e na área de gravação e armazenamento de informações. O comportamento oscilatório do acoplamento *bilinear* em multicamadas magnéticas de acordo com a espessura do espaçador não magnético, apresentado pelo trabalho do Parkin e colaboradores [5]. O acoplamento *biquadrático* onde ocorre o alinhamento de 90° entre as magnetizações das camadas ferromagnéticas separadas por espaçador não magnético, relatada pelo trabalho de Ruhrig e colaboradores [6].

Nesta dissertação será investigado o comportamento de multicamadas magnéticas de Fe/Cr/Fe depositadas pela técnica Sputtering DC com a espessura da camada espaçadora variada, onde será observada a influência desta variação da camada não magnética através das suas curvas de magnetização e dos espectros de ressonância ferromagnética.

O trabalho está dividido em quatro capítulos e um apêndice. No capítulo 1 é feita uma revisão conceitual dos principais termos da energia livre magnética presente nos filmes finos e multicamadas magnéticas.

No capítulo 2 são descritas as técnicas utilizadas nesta dissertação. São elas: a Sputtering DC, magnetometria por efeito Kerr magneto-ótico, ressonância ferromagnética (FMR) e susceptibilidade magnética AC.

No capítulo 3 são apresentados e discutidos, os principais resultados experimentais obtidos pelas técnicas de caracterização magnética para um filme monocristalino de Ferro e tricamadas Fe/Cr/Fe acopladas, ambos crescidos sobre substrato de óxido de magnésio MgO(100). As interpretações para as medidas serão feitas com base na formulação da energia livre magnética de cada sistema.

Por fim, no capítulo 4 são apresentadas as principais conclusões e perspectivas desta dissertação. E no apêndice A, contém os algoritmos de minimização de energia utilizados nos modelos fenomenológicos.

Capítulo 1

Energias Livres Magnéticas

Este capítulo está dedicado a apresentar e discutir as formas de energias livres magnéticas presentes nos filmes finos e multicamadas magnéticas, responsáveis por contribuírem no entendimento do comportamento magnético desses materiais e de fenômenos como os acoplamentos *bilinear* e *biquadrático*, absorção de micro-ondas e de grandezas físicas como a susceptibilidade magnética. O método utilizado para interpretar quantitativamente os resultados experimentais neste trabalho está baseado na minimização da energia livre magnética total do sistema. Os principais termos de energia tratados aqui são: energia Zeeman, energia das anisotropias: de forma, superfície e magnetocristalinas uniaxial e cúbica. Além destas, também serão tratadas as contribuições devido às interações entre camadas magnéticas como os acoplamentos *bilinear* e *biquadrático*. A fundamentação teórica apresentada neste capítulo é de grande importância para as explicações dos fenômenos magnéticos estudados no capítulo posterior e, principalmente, no tratamento dos resultados experimentais obtidos neste trabalho.

1.1 Energia Zeeman

Quando um campo magnético externo \vec{H} uniforme é aplicado sobre uma amostra magnética, sua magnetização tende a se alinhar na direção desse campo externo. Assim, a energia Zeeman [7] define a interação entre a magnetização \vec{M} do material e o campo magnético externo \vec{H} .

A energia Zeeman de uma amostra magnética, submetida a um campo externo \vec{H} , é definida matematicamente, no sistema CGS, como:

$$E_Z = -V\vec{M} \cdot \vec{H}, \quad (1.1)$$

onde V é o volume total da amostra e \vec{M} é a magnetização total do filme.

Para o caso de filmes finos simples e multicamadas magnéticas, a área da camada é a mesma e somente as espessuras podem variar. Assim, é conveniente escrever a energia Zeeman por unidade de área, na forma:

$$\frac{E_Z}{A} = -d\vec{M} \cdot \vec{H}, \quad (1.2)$$

onde A e d são a área e a espessura da amostra, respectivamente.

É comum escrever a equação da energia Zeeman, e todas as outras formas de energias magnéticas, em termos das componentes do vetor magnetização. Para tal situação, as componentes do vetor magnetização e do campo magnético podem ser definidas utilizando um sistema de eixos com coordenadas esféricas, como está representado na Figura 1.1.

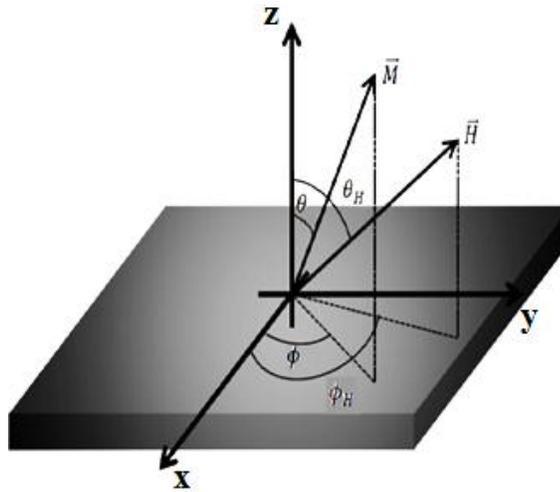


FIGURA 1.1 - Sistema de eixos coordenados com os ângulos esféricos (θ, ϕ) , utilizado para escrever as componentes do campo magnético \vec{H} e do vetor magnetização total da amostra \vec{M} .

A partir da Figura 1.1 acima, as componentes dos vetores \vec{M} e \vec{H} , são dados por:

$$\vec{M} = M_s(\sin \theta \cos \phi \hat{e}_x + \sin \theta \sin \phi \hat{e}_y + \cos \theta \hat{e}_z), \quad (1.3)$$

$$\vec{H} = H(\sin \theta_H \cos \phi_H \hat{e}_x + \sin \theta_H \sin \phi_H \hat{e}_y + \cos \theta_H \hat{e}_z), \quad (1.4)$$

na Equação 1.3, M_s é a magnetização de saturação obtida quando todos os momentos magnéticos estão alinhados.

Substituindo as Equações 1.3 e 1.4, no produto escalar da Equação 1.2, é obtido:

$$\frac{E_Z}{A} = -dM_s H [\sin \theta \sin \theta_H \cos(\phi - \phi_H) + \cos \theta \cos \theta_H]. \quad (1.5)$$

Nos casos estudados nesta dissertação o campo magnético é aplicado no plano do filme e a magnetização permanece sobre o plano do filme. Definindo o plano x-y da Figura 1.1, como sendo o plano da amostra, então $\theta = \theta_H = \frac{\pi}{2}$. Portanto, a Equação 1.5 se reduz a forma:

$$\frac{E_Z}{A} = -dM_s H \cos(\phi - \phi_H). \quad (1.6)$$

Esta última equação será recorrente nos demais capítulos desta dissertação, para expressar a interação entre o campo magnético aplicado e as magnetizações dos filmes simples e multicamadas magnéticas.

1.2 Anisotropias magnéticas nos filmes finos e multicamadas

No estudo das curvas de magnetização de um material magnético, verifica-se que a forma das histereses é fortemente afetada pelas anisotropias da amostra, indicando que as propriedades magnéticas dependem da direção em que elas são medidas [8]. Essas anisotropias magnéticas estão associadas com a organização dos átomos em materiais com estrutura cristalina e resultam, basicamente, de interações intrínsecas do material, como as anisotropias *magnetocristalinas*, ou extrínsecas, associadas à forma cristalina ou os métodos de crescimento do filme [8]. A investigação e o controle dessas anisotropias em filmes finos são de grande importância na área do magnetismo e de possíveis aplicações tecnológicas

As anisotropias magnéticas são responsáveis pelo surgimento de termos na energia livre magnética do filme fino. De uma forma geral, estes termos apresentam uma dependência angular entre a direção da magnetização e os eixos de referência da amostra, dependendo do tipo de anisotropia. Nesta seção serão apresentados os tipos de anisotropias mais comuns em filmes finos e multicamadas e os respectivos termos de energia livre magnética. Para um tratamento mais detalhado sobre anisotropias magnéticas é sugerida a consulta das referências: [8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15].

1.2.1 Energia desmagnetizante (Anisotropia de forma)

Quando um campo magnético \vec{H} é aplicado sobre um material, de forma a deixá-lo no estado saturado, com todos os seus momentos de dipolo magnético alinhados na direção e sentido do campo externo, Figura 1.2 (a), este induz dipolos magnéticos não compensados que se localizam nas extremidades da amostra. Internamente os dipolos magnéticos se anulam, Figura 1.2 (b). No entanto, os dipolos magnéticos não compensados nas extremidades, que por sua vez estão relacionados à forma da amostra, contribuem para o surgimento de um campo magnético \vec{H}_D^1 , em sentido oposto ao campo aplicado, Figura 1.2 (c). A energia desmagnetizante ou anisotropia de forma, como também é conhecida, surge desses dipolos magnéticos não compensados que são induzidos no material com a aplicação do campo externo.

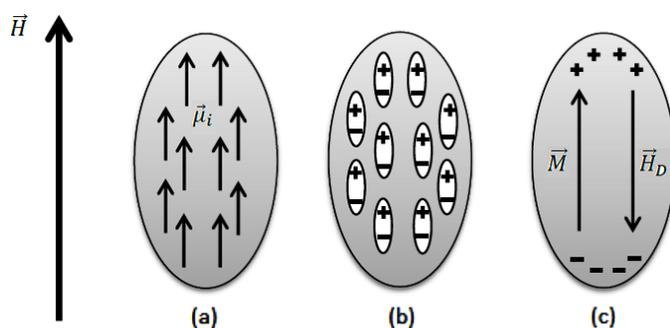


FIGURA 1.2 - Ilustração dos dipolos magnéticos induzidos em um material de formato elipsóide.

A energia de um campo desmagnetizante é definida (ver referência [10]) como:

$$E_D = -\frac{1}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_D dV. \quad (1.7)$$

Nesta equação, o termo $1/2$ surge pelo fato do campo H_D ser auto induzido. Isto é, esse termo evita que a energia entre dois dipolos magnéticos seja contada duas vezes.

Para tornar o calculo desta energia mais simples é razoável usar as condições de simetria do corpo. Assim, considerando uma amostra de formato elipsoide Figura 1.2(c), é possível escrever uma relação tensorial para o campo desmagnetizante dada por:

¹ Como o campo \vec{H}_D é em sentido oposto a magnetização \vec{M} da amostra, ele é conhecido como campo desmagnetizante.

$$\vec{H}_D = -\vec{D} \cdot \vec{M}, \quad (1.8)$$

onde \vec{D} é o fator de desmagnetização e depende do formato da amostra e da direção do campo \vec{H} .

Podemos escrever uma expressão para a energia desmagnetizante como um produto escalar entre a magnetização e o campo magnético de desmagnetização H_D [8], na forma:

$$E_D = -\frac{1}{2}V(\vec{M} \cdot \vec{H}_D), \quad (1.9)$$

com V sendo o volume da amostra.

Substituindo a relação da Equação 1.8 na Equação 1.9, teremos:

$$E_D = \frac{1}{2}V\vec{M} \cdot \vec{D} \cdot \vec{M}, \quad (1.10)$$

Para uma direção arbitrária da magnetização, podemos reescrever a energia desmagnetizante em termos das componentes do vetor magnetização em coordenadas esféricas, ver Figura 1.1, como:

$$E_D = \frac{1}{2}VM_s^2(D_x \sin^2 \theta \cos^2 \phi + D_y \sin^2 \theta \sin^2 \phi + D_z \cos^2 \theta), \quad (1.11)$$

onde o tensor desmagnetização é definido (ver referência [10]) como:

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} D_x & 0 & 0 \\ 0 & D_y & 0 \\ 0 & 0 & D_z \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

No caso de um filme fino com o campo magnético aplicado na direção z , perpendicular ao plano do filme (plano do x - y , da Figura 1.1), por simetria, as componentes de \vec{D} serão $D_x = D_y = 0$ e $D_z = 4\pi$. Neste caso, podemos escrever a equação da energia por unidade de área na forma:

$$\frac{E_D}{A} = 2\pi dM_s^2 \cos^2 \theta. \quad (1.13)$$

Uma análise da relação acima mostra que a energia de desmagnetização é a grande responsável pela magnetização ficar sobre o plano do filme, pois a configuração que minimiza a

energia implica em $\theta = \pi/2$ ou $\theta = 3\pi/2$. Dessa forma, esse termo de energia assume o valor nulo para filmes e multicamadas com a magnetização no plano.

1.2.2 Anisotropia de superfície e volume

A anisotropia de superfície ocorre devido à quebra de simetria dos elementos da superfície e interfaces, que são influenciadas pelas camadas adjacentes de uma amostra magnética. Assim, as camadas atômicas nas vizinhanças da superfície possuem propriedades magnéticas diferentes daquelas que estão no volume da amostra. Em 1950, L. Néel [16] já havia exposto esse tipo de anisotropia, que mais tarde foi claramente identificada em filmes ultrafinos de NiFe (111) crescidos epitaxialmente em Cu (111), na década de 1960.

Experimentalmente verifica-se que essa anisotropia, para o caso de filmes finos, apresenta um comportamento similar a uma anisotropia uniaxial, onde o eixo uniaxial é perpendicular ao plano da amostra [15], como exemplo será tomado o eixo z da Figura 1.1. Assim, a equação dessa energia por unidade de volume é definida como:

$$\frac{E_S}{V} = -K_{ef} \cos^2 \theta, \quad (1.14)$$

onde θ é o ângulo que a magnetização faz com a normal ao plano do filme, Figura 1.1, e K_{ef} é a constante de anisotropia efetiva que inclui contribuições cuja origem é de interface (K_S , por unidade de área) e contribuições de volume (K_V , por unidade de volume). Para uma camada magnética de espessura d , a constante de anisotropia efetiva pode ser escrita (veja as referências [10] e [15]), como:

$$K_{ef} = K_V + \frac{2K_S}{d}. \quad (1.15)$$

O fator 2, leva em consideração o fato de assumir que a camada magnética é formada por duas interfaces idênticas e o termo K_S/d representa a diferença entre a anisotropia da interface e da camada interna do filme [15].

Para ilustrar essa influência da anisotropia de superfície, pode-se reescrever a Equação 1.15 multiplicando ambos os lados da equação pela espessura da amostra d , resultando em:

$$dK_{ef} = dK_V + 2K_S, \quad (1.16)$$

Plotando o termo (dK_{ef}) em função da espessura do material d , teremos como resultado uma reta onde a constante K_V é o coeficiente angular e $2K_S$ é o coeficiente linear. A Figura 1.3, exemplifica essa argumentação mostrando um gráfico da variação da espessura d_{Co} do Co (cobalto) sobre substrato de Pd (Paládio). Para mais detalhes desse procedimento ver referências [10] e [15].

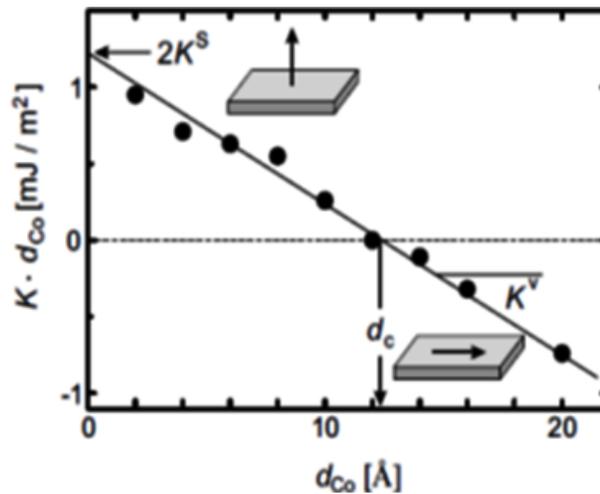


FIGURA 1.3 - Anisotropia magnética por unidade de área de uma camada de filme fino de Co versus a espessura do Co em uma multicamada Co/Pd. Imagem retirada da referência [10].

A partir da relação 1.16, leva-se a determinar uma espessura crítica d_c :

$$d_c = -\frac{2K_S}{K_V}, \quad (1.17)$$

de modo que, se:

$$d < d_c = \text{magnetização perpendicular.}$$

E, se

$$d > d_c = \text{magnetização no plano.}$$

Assim, dependendo do sinal da constante de anisotropia K_{ef} , na Equação 1.14, a magnetização fica no plano da amostra quando ($K_{ef} < 0$) ou para fora do plano da amostra quando ($K_{ef} > 0$). Para filmes espessos a contribuição de volume sempre domina fazendo com que a magnetização fique no plano da amostra. À medida que a espessura do filme diminui a contribuição da anisotropia de superfície aumenta (Figura 1.3).

Neste trabalho serão consideradas amostras, cujas espessuras são suficientemente espessas para garantir que ($K_{ef} < 0$), e dessa forma manter a magnetização no plano da amostra. De acordo com a Figura 1.1, a configuração que minimiza esta energia implica, $(\theta = \frac{\pi}{2}$ ou $\frac{3\pi}{2})$. Com esses valores para o ângulo θ na Equação 1.14, esse termo de energia assume o valor nulo para filmes e multicamadas com a magnetização no plano.

1.2.3 Anisotropias magnetocristalinas

As anisotropias *magnetocristalinas* surgem principalmente do acoplamento *spin-órbita* dos elétrons [10], responsável por fazer os spins dos elétrons se alinharem ao longo dos eixos cristalinos do material. 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 formas mais comuns de anisotropias *magnetocristalinas* são a uniaxial e cúbica.

Através das curvas de magnetização de diferentes amostras monocristalinas, pode-se constatar a presença da anisotropia *magnetocristalina*, ao observar que em certas direções são necessários campos magnéticos menos intensos para saturar a amostra. Os eixos cristalográficos onde a magnetização tende a se alinhar são comumente chamados de eixos-fáceis. Por outro lado, os eixos nos quais é necessário aplicar um campo magnético maior para produzir a saturação da amostra são chamados de eixos-duros. Na Figura 1.4 é apresentado um exemplo das curvas de magnetização para duas estruturas cristalinas Fe e Ni em relação aos seus eixos cristalográficos.

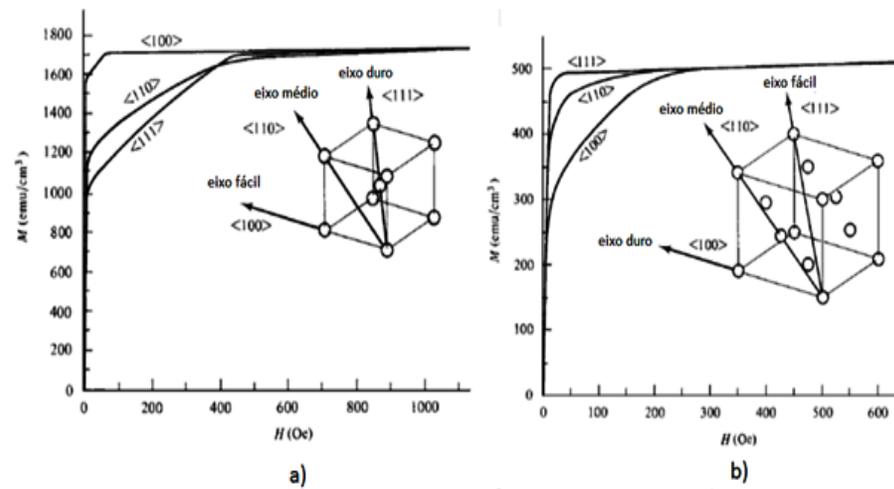


FIGURA 1.4 - Curvas de magnetização para estruturas cristalinas simples de a) Fe e b) Ni, mostrando a relação entre a magnetização e os eixos cristalográficos. Ilustrações retiradas da referência [8].

A densidade de energia *magnetocristalina* pode ser expressa como uma expansão em série de potência das componentes da magnetização, que são tomadas de acordo com a simetria do cristal [10]. Para isso, é preciso definir um sistema de eixos coordenados onde a direção do vetor magnetização, relativa a esses eixos, pode ser dada pelos cossenos diretores, Figura 1.5.

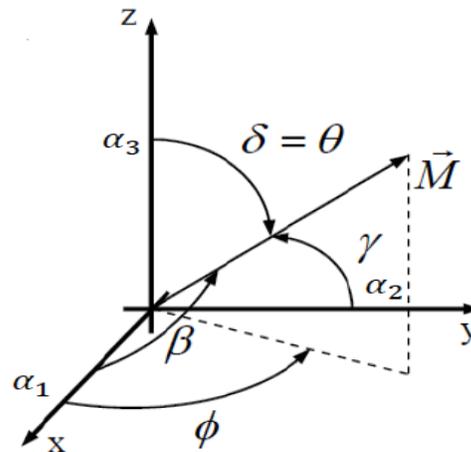


FIGURA 1.5 - Sistema de eixos com as coordenadas esféricas utilizadas para escrever as componentes da magnetização em termos dos cossenos diretores.

A partir da Figura 1.5, temos que:

$$\alpha_1 = \cos \beta = \sin \theta \cos \phi; \quad (1.18)$$

$$\alpha_2 = \cos \gamma = \sin \theta \sin \phi; \quad (1.19)$$

$$\alpha_3 = \cos \delta = \cos \theta. \quad (1.20)$$

Onde,

$$\sin \theta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}; \quad \sin \phi = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}; \quad (1.21)$$

$$\cos \theta = \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}; \quad \cos \phi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}. \quad (1.22)$$

Para que a expressão da densidade de energia obedeça à simetria da estrutura cristalina, ela deve ser invariante por inversão do sentido da magnetização:

$$E(M) = E(-M),$$

ou seja,

$$E(\alpha_i) = E(-\alpha_i).$$

Assim, para satisfazer esta condição, basta escrever a expressão da energia como uma série de potências somente com potências pares.

A partir dessas condições a energia *magnetocristalina* por volume pode ser descrita de forma geral (ver referência [10]) como:

$$\frac{E_M}{V} = E_0 + \sum_{i,j} b_{ij} \alpha_i \alpha_j + \sum_{i,j,k,l} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + \dots, \quad (1.23)$$

onde os α_i 's são os cossenos diretores que descrevem \vec{M} em relação ao sistema de eixos coordenados e os b_i 's são coeficientes multiplicativos da série.

1.2.3.1 Anisotropia magnetocristalina cúbica

A anisotropia cúbica é originada das simetrias da rede de um cristal cúbico. Assim, para escrever a expressão para esta energia, devem ser consideradas duas condições [17]:

- a) invariância da energia por inversão do sentido da magnetização;
- b) invariância da energia por troca de dois eixos quaisquer.

A expressão da energia que obedece às condições da simetria cúbica deve ser uma expansão de potências que contenha apenas potências pares e os termos de mesma ordem devem possuir o mesmo coeficiente multiplicativo. A energia *magnetocristalina* cúbica, por unidade de área, que obedece a essas condições tem a seguinte forma matemática [8, 9, 10]:

$$\frac{E_C}{A} = d[K_0(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2) + K_{C1}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_{C2}(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots + \mathcal{O}(\alpha_i^n)], \quad (1.24)$$

sendo K_0, K_{C1}, K_{C2} as constantes de anisotropia cúbica e A e d, a área e a espessura do filme, respectivamente.

Como $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$, a Equação 1.24, se reduz a:

$$\frac{E_C}{A} = d[K_0 + K_{C1}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_{C2}(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2)]. \quad (1.25)$$

Aqui, os termos de até segunda ordem são suficientes para descrever a anisotropia cúbica.

Como K_0 é independente dos ângulos e em geral, nos resultados experimentais, é verificado que $K_{C2} \ll K_{C1}$. Assim, é comum expressar a equação anterior como:

$$\frac{E_C}{A} = dK_{C1}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2). \quad (1.26)$$

Dependendo do material, a constante K_{C1} pode ser positiva ou negativa. Dois exemplos de matérias com estrutura cúbica que refletem este fato são o Ferro ($K_{C1} > 0$) e o Níquel ($K_{C1} < 0$).

No processo de deposição dos filmes finos magnéticos com estrutura cúbica, eles podem apresentar diferentes direções de crescimento devido à orientação cristalina do substrato. De maneira que é conveniente discutir as expressões para a anisotropia cúbica nas direções de crescimento dos filmes. Para escrever essas expressões para as direções de crescimento do filme,

é possível encontrar os cossenos diretores do vetor magnetização no sistema de eixo, que define a direção de crescimento, e relacioná-lo com os eixos cristalinos [100], [010] e [001].

Como exemplo deste procedimento, aqui será apresentada a equação da energia *magnetocristalina* cúbica para três direções de crescimento da amostra, nas direções [001], [110] e [111], que são ilustradas na Figura 1.6.

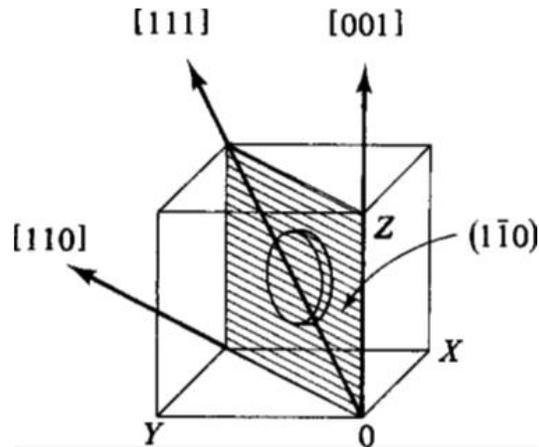


FIGURA 1.6 – As três principais direções cristalográficas no plano $(1\bar{1}0)$ de um material com estrutura cúbica. Imagem retirada da referência [8].

Direção [100]:

Para um filme crescido na direção [100], o eixo de crescimento já coincide com um dos eixos cristalinos. Neste caso, basta substituir as Equações 1.18-1.20 na Equação 1.26 e dessa forma a energia *magnetocristalina* cúbica, por unidade de área, para a direção de crescimento [100] será dada por:

$$\frac{E_C^{[001]}}{A} = \frac{1}{4} d K_{C1} (\sin^4 \theta \sin^2 2\phi + \sin^2 2\theta). \quad (1.27)$$

Como discutido anteriormente, seção 1.2.2, considerando a magnetização no plano do filme, como, por exemplo, o plano x-y (ver Figura 1.5) temos que $(\theta = \frac{\pi}{2})$, de maneira que a Equação 1.27, se reduz à:

$$\frac{E_C^{[001]}}{A} = \frac{1}{4} d \cdot K_{C1} \sin^2 2\phi. \quad (1.28)$$

Deste resultado, observa-se que a minimização ocorre para $\phi = 0^\circ, 180^\circ$ e $\phi = 90^\circ, 270^\circ$.

Direção [110]:

Quando o filme é crescido na direção [110], torna-se necessário definir um novo sistema de eixos para esta direção de crescimento. Isto é realizado pela rotação dos eixos coordenados de forma que um destes eixos fique paralelo à direção de crescimento. Os novos eixos usados, neste caso, mostrados na Figura 1.7, é o resultado de uma rotação de 45° em torno do eixo z.

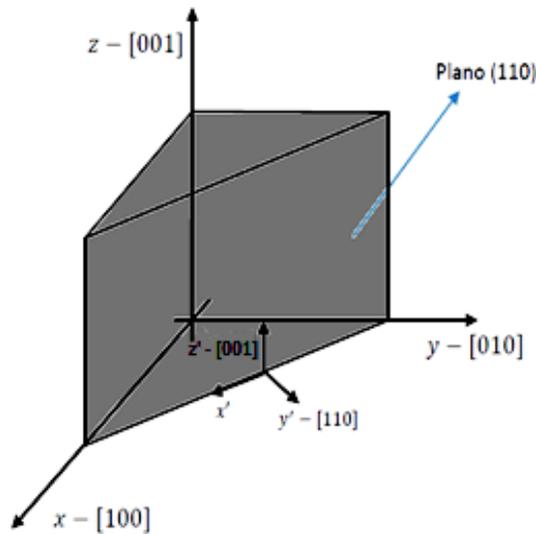


FIGURA 1.7 - Ilustração do sistema de coordenadas para escrever a equação da anisotropia magnetocristalina cúbica para a direção [110].

Podemos escrever as relações entre as coordenadas rotacionadas e não-rotacionadas como:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 \\ -1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (1.29)$$

Usando as Equações 1.18 - 1.22 e 1.29 são obtidos os novos cossenos diretores:

$$\alpha'_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1 + \alpha_2) = \sin \theta' \cos \phi'; \quad (1.30)$$

$$\alpha'_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_2 - \alpha_1) = \sin \theta' \sin \phi'; \quad (1.31)$$

$$\alpha'_3 = \alpha_3 = \cos \theta'. \quad (1.32)$$

Então, expressando a Equação 1.26 em termos dos novos cossenos diretores, Equações 1.30-1.32, a equação da energia cúbica por unidade de área para a direção de crescimento [110] é:

$$\frac{E_C^{[110]}}{A} = dK_{C1} \left[\frac{1}{4}(\alpha'_{1^2} - \alpha'_{2^2})^2 + \alpha'_{1^2}\alpha'_{3^2} + \alpha'_{2^2}\alpha'_{3^2} \right]. \quad (1.33)$$

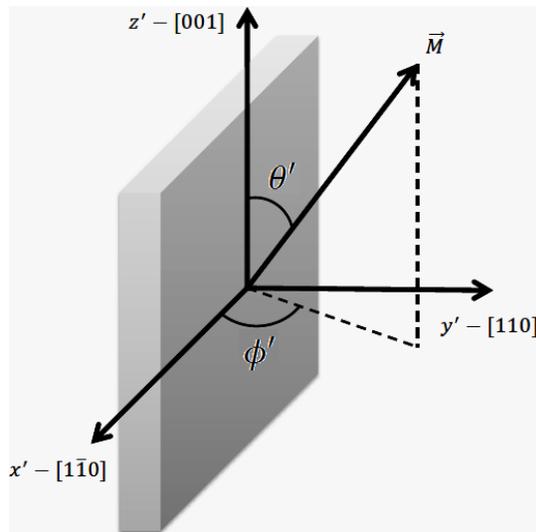


FIGURA 1.8 - Geometria entre o plano do filme e os eixos cristalinos no caso da direção de crescimento [110]. Onde o eixo y' é a direção de crescimento, perpendicular ao plano do filme.

Novamente, considerando que a magnetização permanece no plano de crescimento, neste caso o plano (110) da Figura 1.7, $\alpha'_2 = 0$, pois da Figura 1.8 e das relações 1.30-1.32, $\phi' = 0^\circ$. Usando estas condições na equação anterior, e substituindo as coordenadas esféricas dos novos cossenos diretores, a expressão da energia cúbica para o caso do filme crescido na direção [110] fica:

$$\frac{E_C^{[110]}}{A} = \frac{1}{4}dK_{C1}(\sin^4 \theta' + \sin^2 2\theta'). \quad (1.34)$$

A Equação 1.34 tem seu valor mínimo em $\theta' = 0^\circ, 180^\circ$.

Direção [111]:

Para discutir este caso, será utilizado o sistema de coordenadas das Figuras 1.9 e 1.10.

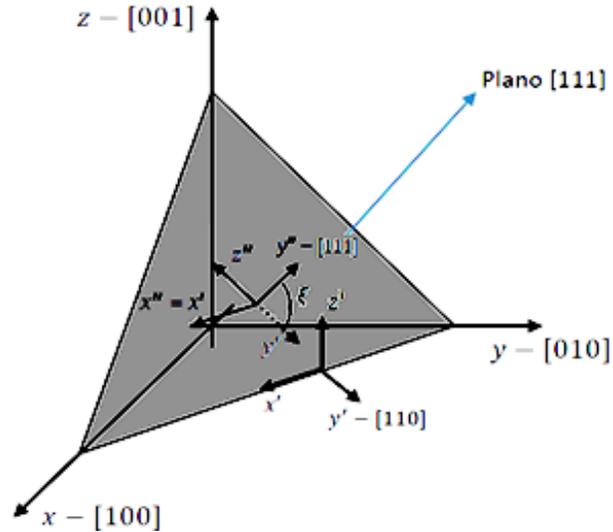


FIGURA 1.9 – Ilustração das rotações necessárias para definir o novo sistema de eixos coordenados usado para a direção de crescimento [111] do filme.

Para definir o novo sistema de eixos coordenados são realizadas duas rotações:

- (i) Rotação de 45° em torno do eixo-z;
- (ii) Rotação de um ângulo em torno do eixo-x' tal que o eixo-y'' seja paralelo à direção [111].

O ângulo ξ é definido entre às direções [111] e [110]. Desta forma, encontrando o produto escalar entre esses dois vetores, teremos:

$$\cos \xi = \hat{u}_{[111]} \cdot \hat{u}_{[110]} = \frac{2}{\sqrt{6}}, \quad (1.35)$$

onde

$$\hat{u}_{[111]} = \frac{1}{\sqrt{3}}(\hat{x} + \hat{y} + \hat{z}) \text{ e } \hat{u}_{[110]} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} + \hat{y}). \quad (1.36)$$

O que resulta em $\xi \approx 35,26^\circ$. Portanto, a transformação de coordenadas fica:

$$\begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \\ \frac{1}{\sqrt{6}} & -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{2}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (1.37)$$

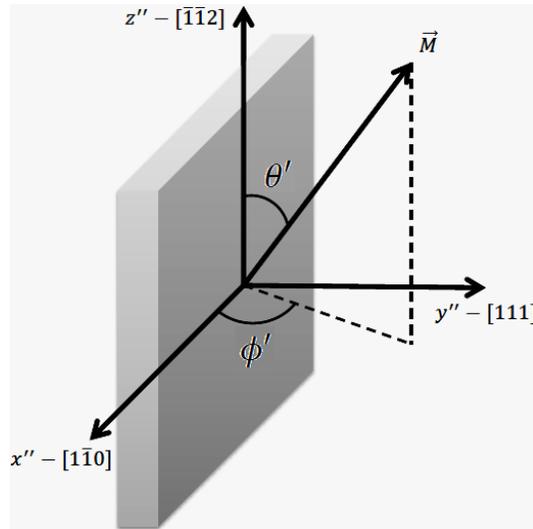


FIGURA 1.10 - geometria entre o plano do filme e os eixos cristalinos no caso da direção de crescimento [111]. Onde o eixo y'' é a direção de crescimento, perpendicular ao plano do filme.

Usando as equações 1.18 - 1.22 e 1.37, obtemos os novos cossenos diretores em função dos cossenos diretores não rotacionados:

$$\alpha''_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1 + \alpha_2); \quad \alpha''_2 = -\frac{1}{\sqrt{3}}(\alpha_1 - \alpha_2) + \frac{\alpha_3}{\sqrt{3}}; \quad \alpha''_3 = \frac{1}{\sqrt{6}}(\alpha_1 - \alpha_2) + \frac{2\alpha_3}{\sqrt{6}}. \quad (1.38)$$

Repetindo o mesmo procedimento que foi utilizado para a direção de crescimento [110], encontra-se que a Equação 1.26, usando esses novos cossenos diretores tem a forma:

$$\frac{E_C^{[111]}}{A} = dK_{c1} \left\{ \left[\left(\frac{\alpha''_2}{\sqrt{3}} - \frac{\alpha''_3}{\sqrt{6}} \right)^2 - \frac{\alpha''_1{}^2}{2} \right]^2 + 2 \left(\frac{\alpha''_2}{\sqrt{3}} + \frac{\alpha''_3}{\sqrt{6}} \right)^2 \cdot \left[\left(\frac{\alpha''_2}{\sqrt{3}} - \frac{\alpha''_3}{\sqrt{6}} \right)^2 + \frac{\alpha''_1{}^2}{2} \right] \right\}. \quad (1.39)$$

Considerando o fato de a magnetização permanece no plano de crescimento, neste caso o plano (111) da Figura 1.9, $\alpha''_2 = 0$, pois da Figura 1.10 e das relações 1.38, $\phi' = 0^\circ$. Usando estas condições na Equação 1.39, e substituindo as coordenadas esféricas dos novos cossenos diretores, a expressão da energia cúbica para o caso do filme crescido na direção [111] fica:

$$\frac{E_C^{[111]}}{A} = dK_{C1} \left(\cos^4 \theta'' + \sin^4 \theta'' + \frac{1}{2} \sin^2 2\theta'' \right) = \frac{1}{4} dK_{C1}. \quad (1.40)$$

Pois, das relações trigonométricas $\cos^4 \theta'' + \sin^4 \theta'' + \frac{1}{2} \sin^2 2\theta'' = 1$.

Devido à alta simetria do plano (111), todas as direções neste plano tem o mesmo valor de energia cúbica, sendo este um plano preferencial, neste caso não existem eixos fáceis intermediários ou duros.

1.2.3.2 Anisotropia magnetocristalina uniaxial

Esse tipo de anisotropia origina-se devido à quebra de simetria da rede cristalina em uma direção específica. A energia dessa anisotropia depende somente da orientação da magnetização relativa a essa direção específica, como por exemplo, ocorre com estruturas hexagonais. A Figura 1.11, apresenta a curva de magnetização para o cobalto, onde o eixo c é a direção de fácil magnetização.

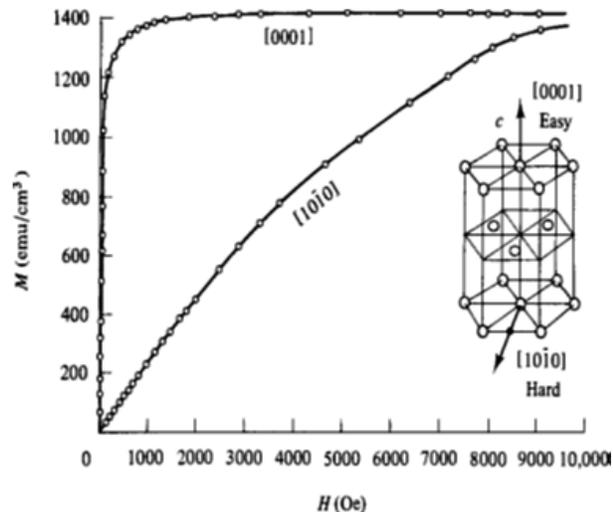


FIGURA 1.11 - Curva de magnetização para um cristal simples de cobalto. Imagem retirada da referência [8].

Para satisfazer as condições das anisotropias *magnetocristalinas*, discutidas nas seções anteriores, e o fato que a anisotropia uniaxial é uma função somente das componentes da magnetização ao longo de um eixo, tomaremos esse eixo como sendo o eixo z na Figura 1.5. Dessa forma, usando os cossenos diretores definidos nesta mesma figura, podemos usar a relação: $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = 1 - \alpha_3^2 = 1 - \cos^2 \theta = \sin^2 \theta$, como variável de expansão.

A energia por unidade de volume da anisotropia uniaxial pode ser fenomenologicamente escrita (ver referência [3]) como:

$$\frac{E_U}{V} = K_0 + K_{U1}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + K_{U2}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + \dots + \mathcal{O}(\alpha_i^n), \quad (1.41)$$

onde K_{U1} e K_{U2} são as constantes de anisotropia de primeira e segunda ordem, respectivamente, que podem ser positivas ou negativas.

Em coordenadas esféricas, esta expressão pode ser escrita como:

$$\frac{E_U}{V} = K_0 + K_{U1} \sin^2 \theta + K_{U2} \sin^4 \theta + \dots \quad (1.42)$$

Para esta energia podemos analisar algumas situações relativas às constantes K_{U1} e K_{U2} .

Quando K_{U1} e K_{U2} são ambas positivas, a densidade de energia uniaxial é mínima para $(\theta = 0^\circ)$ e $(\theta = 180^\circ)$ e o eixo - c na Figura 1.11 é um eixo fácil da magnetização.

Quando K_{U1} e K_{U2} são ambos negativos, a densidade de energia uniaxial é mínima para $(\theta = 90^\circ)$. Isto cria um plano de fácil magnetização, perpendicular ao eixo - c. Neste caso não existe um eixo preferencial, mas uma continua degenerescência de orientações equivalentes. Para maiores detalhes, ver referências [8] e [9].

1.3 Interações entre camadas magnéticas

Em trabalhos experimentais como os de Grünberg [3], Parkin [5], Rühlig [6], Majkrzak [18] e Salomon [19] foram observadas que em multicamadas magnéticas, separadas por camadas

metálicas não magnéticas, existem acoplamentos das magnetizações das camadas magnéticas, dependendo da espessura e da natureza química da camada não magnética. Os acoplamentos magnéticos que serão expostos nesta seção são: o acoplamento *bilinear* e o *biquadrático*.

1.3.1 Acoplamento Bilinear

Este tipo de acoplamento tem por característica alinhar as magnetizações de filmes vizinhos paralelamente ou antiparalelamente. A expressão fenomenológica da energia magnética associada ao acoplamento *bilinear* pode ser escrita da seguinte maneira:

$$E_{Bi} = -J_{Bl} \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{|\vec{M}_1||\vec{M}_2|}, \quad (1.43)$$

aqui, J_{Bi} é a constante de acoplamento bilinear que pode ser positiva ou negativa e \vec{M}_1 e \vec{M}_2 são as magnetizações das camadas ferromagnéticas adjacentes.

Para encontrarmos uma expressão para o acoplamento em termos dos ângulos das magnetizações, usamos a definição da Equação 1.1:

$$\vec{M} = M_s (\sin \theta \cos \phi \hat{e}_x + \sin \theta \sin \phi \hat{e}_y + \cos \theta \hat{e}_z). \quad (1.44)$$

Portanto,

$$\frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{|\vec{M}_1||\vec{M}_2|} = \sin \theta_1 \sin \theta_2 (\cos \phi_1 \cos \phi_2 + \sin \phi_1 \sin \phi_2) + \cos \theta_1 \cos \theta_2. \quad (1.45)$$

Como as magnetizações permanecem no plano de seus respectivos filmes, $\theta = 90^\circ$, na Figura 1.1, a equação se reduz à:

$$E_{Bi} = -J_{Bl} \cos(\phi_1 - \phi_2). \quad (1.46)$$

O acoplamento *bilinear* não depende da direção dos eixos de anisotropias magnéticas ou dos eixos cristalinos. A única dependência angular é o com o ângulo entre as magnetizações adjacentes. A configuração das magnetizações que minimiza a energia *bilinear* é dependente do sinal de J_{Bl} .

Quando $J_{Bi} > 0$, o mínimo da equação ocorre quando as magnetizações são paralelas e no mesmo sentido, resultando no acoplamento ferromagnético.

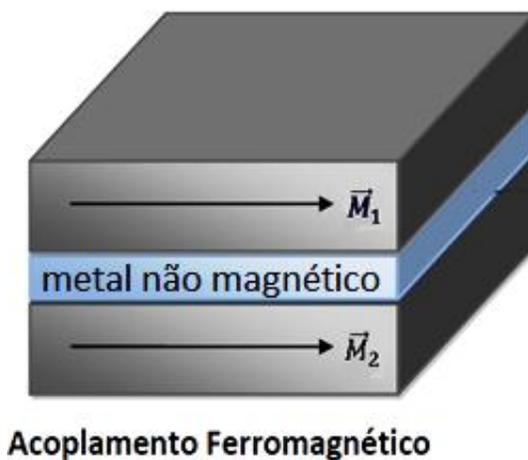


FIGURA 1.12 – Ilustração do acoplamento bilinear para o caso ferromagnético.

No caso de $J_{Bi} < 0$, o mínimo da equação é caracterizado pelas magnetizações em sentidos opostos resultando no acoplamento antiferromagnético.

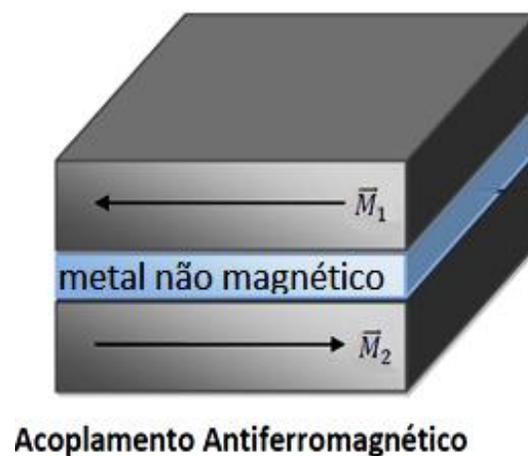


FIGURA 1.13 – Ilustração do acoplamento bilinear para o caso antiferromagnético.

1.3.2 Acoplamento Biquadrático

Este tipo de acoplamento, observado pela primeira vez em amostras de Fe/Cr/Fe [6], tem por característica fazer com que as magnetizações das camadas ferromagnéticas adjacentes se mantenham perpendiculares entre si, fato que não poderia ser explicado somente pelo acoplamento bilinear [20, 21, 22]. Sua equação é escrita da seguinte forma:

$$E_{Bq} = J_{Bq} \left(\frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| |\vec{M}_2|} \right)^2, \quad (1.47)$$

Onde J_{Bq} é a constante de acoplamento biquadrático e é sempre positiva. Esse tipo de acoplamento, assim como no caso do acoplamento *bilinear*, não depende diretamente dos eixos de anisotropias magnéticas e dos eixos cristalinos, mas apenas do ângulo entre as magnetizações. Assim, este tipo de acoplamento entre as magnetizações assemelhasse a uma correção de segunda ordem em relação ao acoplamento *bilinear*.

Em termos dos ângulos das magnetizações dos dois filmes, a Equação 1.47 pode ser escrita como:

$$E_{Bq} = J_{Bq} \cos^2(\phi_1 - \phi_2). \quad (1.48)$$

Por ser o acoplamento *biquadrático*, um termo de segunda ordem para os acoplamentos magnéticos, espera-se que $J_{Bq} \ll J_{Bi}$. Mas, resultados experimentais em amostras de Fe/Cr/Fe, tem demonstrado que o acoplamento biquadrático pode ser comparável ao acoplamento bilinear [23, 24], o que sugere que esse tipo de acoplamento pode desempenhar um papel importante nas propriedades das multicamadas.

Capítulo 2

Técnicas Experimentais

Neste capítulo são descritas as técnicas experimentais utilizadas na investigação dos fenômenos magnéticos desta dissertação. Inicialmente, na primeira seção, serão discutidos os aspectos básicos do processo de deposição por *Sputtering DC* do filme fino e das multicamadas magnéticas. Na segunda seção, a técnica para medidas de histerese magnética – Efeito Kerr Magneto-Óptico (MOKE) – será apresentada com seus respectivos cálculos. Na terceira seção, a técnica de Susceptibilidade Magnética AC Transversal será discutida em detalhes. Por fim, na quarta seção, será discutida a técnica de Ressonância Ferromagnética (FMR), utilizada para investigar as anisotropias e relaxação magnética.

É importante salientar que as medidas de FMR foram realizadas em colaboração com o Prof. Antônio Azevedo do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco. Isto se deve ao fato de que no Departamento de Física Teórica e Experimental – UFRN não disponibiliza tal montagem experimental.

2.1 Deposição por *Sputtering DC*

Os métodos mais comuns para a fabricação de filmes finos são a deposição por evaporação química (*Chemical Vapor Deposition - CVD*) e a deposição física de vapor (*Physical Vapor Deposition - PVD*). A deposição por evaporação química ocorre por uma reação química entre um composto volátil de um material, do qual será feito o filme, com gases adequados para os tipos de reações esperadas, de modo a facilitar a deposição dos átomos do filme sobre um substrato. Essa técnica fornece meios para o crescimento de filmes finos semicondutores simples e compostos, ligas metálicas e compostos cristalinos ou amorfos de diferentes estequiometrias [25].

O método PVD utiliza processos físicos, tais como sublimação, evaporação ou colisões iônicas em um alvo, para facilitar a transferência de átomos de um material sólido ou fundido

para um substrato. Fazem parte desse método a eletrodeposição, o *MBE* (*Molecular Beam Epitaxy*) [26] e “*Sputtering*” [27, 28]. Destes métodos, será destacado a “*Sputtering DC*” por ser a técnica utilizada para o crescimento das amostras investigadas nesta dissertação.

A técnica de deposição por *Sputtering DC* constitui-se, basicamente, da ejeção de material de uma superfície (o alvo), pelo bombardeamento de partículas (íons) de alta energia de um gás inerte. Sobre este gás, geralmente Argônio Ar, é liberada uma descarga elétrica através de uma diferença de potencial contínua por uma fonte DC, produzindo plasma entre os eletrodos da câmara. O material ejetado do alvo se combina e incide sobre a superfície do substrato formando o filme.

2.1.1 Processo de deposição

O procedimento para utilização do *Sputtering*, conseqüentemente, para a fabricação das amostras, se constitui de etapas que serão descritas a seguir:

O primeiro passo é a limpeza dos substratos por 10 minutos no ultrassom com acetona e depois mais 10 minutos com álcool isopropílico. Em seguida é feita a secagem do substrato com um jato de nitrogênio gasoso N_2 .

Após o procedimento de limpeza, o substrato é posto dentro da câmara de deposição onde se inicia o processo de vácuo. Primeiro uma bomba mecânica é ligada até atingir uma pressão da ordem de 10^{-2} Torr, depois outra bomba do tipo turbomolecular é acionada podendo atingir uma pressão da ordem de 10^{-7} Torr. Esse sistema de bombas de vácuo é utilizado para remover resíduos da atmosfera e das paredes da câmara. A pressão atingida pelo sistema de vácuo é conhecida como pressão de base, no nosso caso a pressão de base alcançada foi da ordem de 10^{-6} Torr.

Antes da inserção do gás argônio (Ar) na câmara, é ligada a bomba de água do sistema de refrigeração para manter os canhões a temperatura ambiente. O Ar (com pureza de 99,99%) é injetado através da válvula agulha na câmara de deposição, até que a pressão dentro da câmara atinja o valor da pressão de trabalho desejada, tipicamente da ordem de 10^{-3} Torr. O controle da

pressão do Ar é feito por uma válvula que mantém a pressão de 5 *psi*². Posteriormente, foi instalado na câmara de deposição um controlador de fluxo para a entrada de Ar, modelo *Tylan Series 2900*, que trabalha na faixa de 0 a 100 SCCM³, operado via computador.

Ao ser estabelecida a pressão de trabalho, a fonte DC, que alimenta a “*magnetron*”, é ligada aplicando uma diferença de potencial contínua, da ordem de 300 V, entre os eletrodos dentro da câmara. À medida que a voltagem aumenta o campo elétrico acelera os elétrons livres até colidirem com os átomos de Ar e os ionizem, produzindo o plasma [27]. O plasma se mantém condensado nas proximidades do alvo com o auxílio de um campo magnético gerado por um conjunto de magnetos permanentes (*magnetron*). Na Figura 2.1 está exemplificado o esquema simplificado da técnica *Sputtering*.

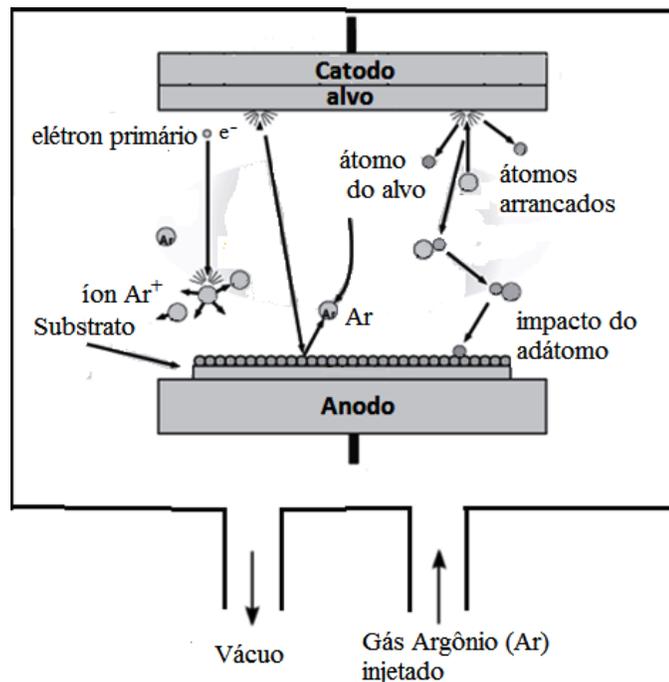


FIGURA 2.1 - Esquema do processo de deposição por *Sputtering*.

Antes da deposição é realizado o procedimento conhecido como “*pré-sputtering*”, que consiste em “desbastar” as primeiras camadas atômicas da superfície do alvo que se deseja utilizar sem que estes átomos se depositem no substrato. Este procedimento é adotado para

² Pound Force per Square Inch. 1 *psi* = $68,046 \times 10^{-3} \text{ atm}$ = $68,948 \times 10^{-3} \text{ bar}$ = $51,715 \text{ Torr}$.

³ Standard Cubic Centimeter per Minute.

eliminar as oxidações que podem surgir na superfície dos alvos, em virtude dos mesmos estarem expostos às condições ambientais. Para garantir que o material do “*pré-sputtering*” não se deposite, existe um *shutter* entre o *magnetron* e o suporte onde estão localizados os substratos. Para as amostras desta dissertação o tempo de “*pré-sputtering*” dos alvos foi de 5 *min*.

Na deposição o material ejetado do alvo, pelo bombardeamento dos íons de Ar^+ , é espalhado em todas as direções. Partes dos átomos do alvo que se combinam incidem sobre a superfície do substrato formando o filme, como está representado na Figura 2.1.

No sistema do *Sputtering DC*, o alvo é composto de um metal, sendo responsável por manter a descarga de plasma entre os eletrodos metálicos. A simples substituição do alvo metálico por um isolante faz com que a descarga não se mantenha, por causa de um imediato acúmulo de cargas de superfícies dos íons positivos na parte frontal do isolante [27].

As vantagens da utilização da técnica *Sputtering* estão relacionadas a fatores como:

- I - Deposição uniforme sobre grandes áreas pela utilização de alvos de diâmetro grande;
- II - Reprodutibilidade nos parâmetros de deposição e na qualidade das amostras;
- III - Boa aderência dos filmes ao substrato;
- IV - Possibilidade de fabricar filmes sobre diversos tipos de substratos;
- V - Possibilidade de utilização de alvos metálicos de diferentes naturezas químicas, que são muito úteis na deposição de multicamadas;
- VI - Controle de parâmetros (fluxo do gás, corrente, voltagem, potência, temperatura do substrato) do processo de deposição.

A produção de filmes com qualidade por esta técnica depende de parâmetros como:

- a) Pureza do elemento químico do qual é feito o alvo (aproximadamente 99%);
- b) Limpeza do substrato;
- c) Atmosfera dentro da câmara de deposição livre de impurezas obtido por meio da utilização de um sistema de bombas de vácuo, composto por uma bomba mecânica e outra turbomolecular.

- d) Controle do fluxo do gás dentro da câmara;
- e) Controle da temperatura do substrato e/ou do filme.

O sistema de deposição disponível no LNMS-DFTE/UFRN é um *Sputtering* comercial *Rapier/Orion* da *AJA* (Figura 2.2). A câmara de deposição está conectada a uma bomba turbo molecular de alto vácuo (*Pfeiffer Vacuum TMU071P*), e esta a uma bomba mecânica (*Alcatel Vacuum Technology, Série 2005 SD*, de dois estágios). A pressão de base é monitorada por um medidor do tipo “*penning*” e por outro do tipo *pirani*.

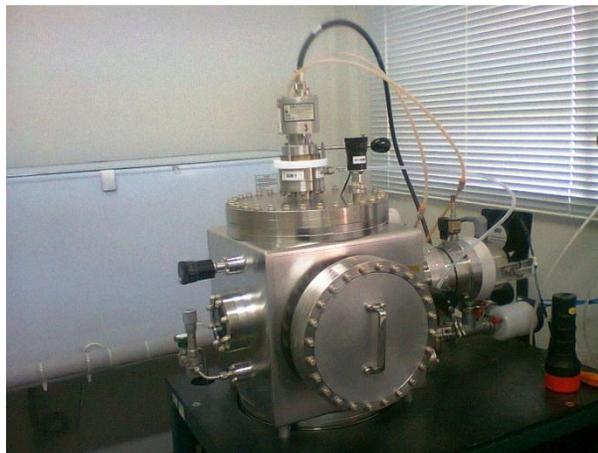


FIGURA 2.2 – Fotografia da câmara de deposição *Sputtering* do DFTE/UFRN.

Nesta dissertação foram utilizados os alvos de Fe (pureza de 99,95%) e Cr (pureza de 99,95%) para a deposição dos filmes simples de Ferro e tricamadas de Fe/Cr/Fe, ambos sobre substrato de MgO (óxido de magnésio) orientados na direção (100). Para os filmes de MgO(100)/Fe os substratos foram aquecidos durante 20 min à temperatura de 300 °C. Já para as multicamadas de MgO(100)/Fe/Cr/Fe os substratos foram aquecidos a 600 °C por 20 min, e mantidos a esta temperatura durante a deposição da camada *buffer* de Cr. Após a deposição da camada *buffer*, o substrato foi resfriado até a temperatura de 300 °C, para a deposição das camadas de Fe e Cr subsequentes. As taxas de deposição obtidas para as amostras deste trabalho foram de (Fe 1,32 Å/s) e (Cr 0,63 Å/s), sob uma pressão de trabalho de 2,1 mTorr.

2.2 Efeito Kerr magneto-ótico (MOKE)

O efeito magneto-ótico constitui-se da interação da radiação eletromagnética com a matéria ferromagnética magnetizada, provocando mudanças no estado de polarização e/ou na intensidade da luz transmitida ou refletida. A explicação para os efeitos magneto-óticos está baseada na interação spin-órbita, que é a responsável pela conexão entre as propriedades óticas e ferromagnéticas [29].

Os fenômenos magneto-óticos se dividem em: efeito Faraday e o efeito Kerr. O primeiro consiste na rotação do plano de polarização e na mudança da elipsidade da luz transmitida, linearmente polarizada, através de uma região do espaço com campo magnético externo. O segundo é caracterizado pela rotação do plano de polarização da luz refletida por uma amostra magnética, quando nela incide luz linearmente polarizada.

Tratando em particular do efeito Kerr, observado pela primeira vez por John Kerr em 1876 [30], pode-se classificá-lo a partir da direção do campo magnético aplicado em relação ao plano de incidência da luz, linearmente polarizada, sobre um filme ferromagnético em três configurações. Essas configurações são: longitudinal, transversal e polar.

Configurações do efeito Kerr:

- a) No efeito Kerr Longitudinal a componente da magnetização é paralela à superfície do filme e ao plano de polarização da luz (ver Figura 2.3). Este efeito é caracterizado pela rotação do plano de polarização.

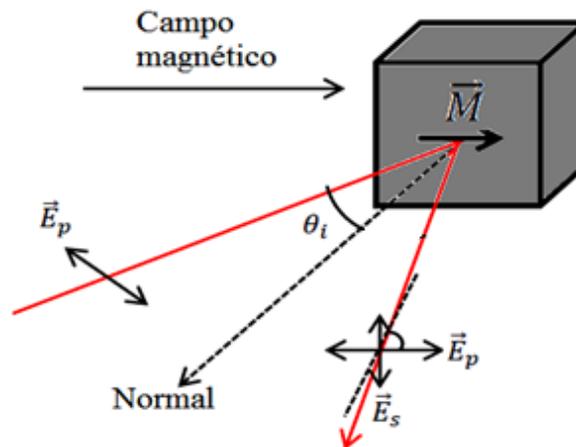


FIGURA 2.3 - Representação do plano de polarização da luz e do campo aplicado para a configuração longitudinal do efeito Kerr. O símbolo \vec{E}_p representa a componente do campo elétrico paralelo ao plano de incidência e o símbolo \vec{E}_s é a componente do campo elétrico perpendicular ao plano de incidência.

- b) Efeito Kerr Transversal: a componente da magnetização é paralela à superfície do filme e perpendicular ao plano de polarização da luz (ver Figura 2.4). O efeito transversal envolve uma mudança na refletividade da luz paralela ao plano de incidência e não a rotação do plano de polarização.

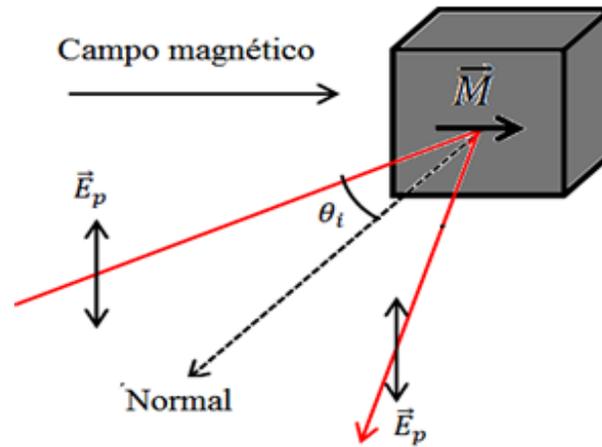


FIGURA 2.4 - Representação do plano de polarização da luz e do campo aplicado para a configuração perpendicular do efeito Kerr. O símbolo \vec{E}_p representa a componente do campo elétrico paralelo ao plano de incidência.

- c) No efeito Kerr Polar o campo magnético é aplicado na direção normal à superfície do filme. Este efeito é devido à componente ortogonal da magnetização em relação à superfície do filme e no plano de polarização da luz. O esquema está representado na Figura 2.5.

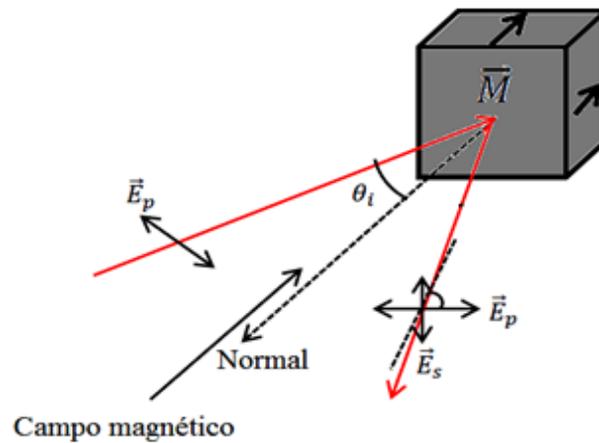


FIGURA 2.5 - Representação do plano de polarização da luz e do campo aplicado para a configuração polar do efeito Kerr. \vec{E}_p é a componente do campo elétrico paralelo ao plano de incidência e \vec{E}_s é a componente do campo elétrico perpendicular ao plano de incidência.

As vantagens da utilização da técnica de magnetometria baseadas no efeito Kerr estão no fato que as curvas de histerese obtidas por qualquer uma das três configurações fornecem informações detalhadas sobre a dependência da magnetização com as condições de deposição, espessura dos filmes e sensibilidade na detecção das anisotropias magnéticas. Além disso, possui uma montagem experimental relativamente simples e muito eficaz para a caracterização rápida de amostras com espessuras nanométricas.

2.2.1 Teoria fenomenológica do efeito Kerr magneto-ótico

Nesta seção será apresentado o desenvolvimento matemático que nos permitirá escrever as matrizes de dispersão para o efeito Kerr magneto-ótico e chegar à relação da intensidade do sinal medido pelo equipamento.

O formalismo matemático com base na teoria eletromagnética clássica pode ser utilizado para discutir os fenômenos magneto-óticos, como os trabalhos desenvolvidos por Argyres [29], Robinson [31] e Hunt [32] que descrevem a resposta de um material magnético à radiação eletromagnética pela derivação dos coeficientes de Fresnel, a partir da determinação dos tensores de permissividade dielétrica $\vec{\epsilon}$ e de permeabilidade magnética $\vec{\mu}$.

Seguindo esse raciocínio, o cálculo para o efeito Kerr será baseado no método das matrizes de Jones [33] combinado com o cálculo dos coeficientes de Fresnel [34].

Segundo Hunt [32], os tensores de permissividade dielétrica $\vec{\epsilon}$ e de permeabilidade magnética $\vec{\mu}$ têm a seguinte forma, respectivamente:

$$\vec{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_q & -iQ\epsilon_q & 0 \\ iQ\epsilon_q & \epsilon_q & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_q \end{bmatrix} \quad \vec{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_q & -iP\mu_q & 0 \\ iP\mu_q & \mu_q & 0 \\ 0 & 0 & \mu_q \end{bmatrix}, \quad (2.1)$$

onde P e Q são constantes magneto-ópticas complexas proporcionais a magnetização.

De maneira a definir o tensor de permissividade magnética $\vec{\epsilon}$ para uma direção arbitrária da magnetização e escrever as matrizes de dispersão para o efeito Kerr, será adotado um sistema de eixos coordenados, como o sistema de referência exposto na Figura 2.6, que relaciona as componentes da magnetização da amostra \vec{M} com a direção do campo aplicado \vec{H} .

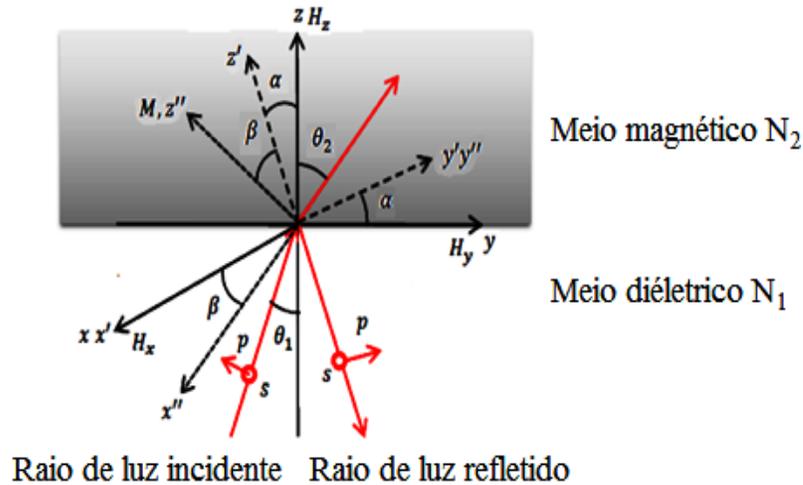


FIGURA 2.6 - Sistemas de eixos utilizados para relacionar as componentes da magnetização e o do campo aplicado sobre uma amostra magnética. Neste sistema H_x está no plano do filme e perpendicular ao plano de incidência da luz, H_y está no plano do filme e no plano de incidência da luz e H_z está no plano de incidência da luz e perpendicular ao plano do filme.

No sistema exposto pela Figura 2.6, as coordenadas (xyz) referem-se às direções das componentes do campo magnético aplicado e as coordenadas $(x''y''z'')$ referem-se às componentes da magnetização utilizada para definir o tensor permissividade, Equação (2.1).

De maneira a poder descrever as matrizes de dispersão, temos que fazer coincidir uma das componentes da magnetização \vec{M} , na amostra, com a direção do campo aplicado. Para isso, podemos fazer duas rotações do sistema de coordenadas. Da figura 2.6, temos: primeiro, uma rotação do sistema (xyz) por um ângulo α em torno do eixo x e em seguida o novo sistema $(x'y'z')$ é girado por um ângulo β em torno do eixo y' .

A transformação de coordenadas entre o sistema que define o campo magnético aplicado e o sistema das componentes da magnetização, na amostra, necessários para deduzir as expressões para o efeito Kerr é dada por:

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ \sin \alpha \sin \beta & \cos \alpha & -\sin \alpha \cos \beta \\ -\sin \beta \cos \alpha & \sin \alpha & \cos \alpha \cos \beta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{bmatrix}, \quad (2.2)$$

ou em notação matricial, como:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \hat{T} \cdot \begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

onde \hat{T} é a matriz de transformação de coordenadas em função dos ângulos de Euler.

Pelas propriedades tensoriais, a equação do tensor permissividade dielétrica transformado de um sistema (x'', y'', z'') para o sistema (x, y, z) pode ser escrito como:

$$\vec{\epsilon} = \hat{T} \cdot \vec{\epsilon}'' \cdot \hat{T}^{-1}. \quad (2.4)$$

Substituindo as Equações 2.1 e 2.2 na Equação 2.4, encontramos que:

$$\vec{\epsilon} = \hat{T} \vec{\epsilon}'' \hat{T}^{-1} = \begin{bmatrix} \epsilon_q & -iQ\epsilon_q \cos \alpha \cos \beta & -iQ\epsilon_q \sin \alpha \cos \beta \\ iQ\epsilon_q \cos \alpha \cos \beta & \epsilon_q & -iQ\epsilon_q \sin \beta \\ iQ\epsilon_q \sin \alpha \cos \beta & iQ\epsilon_q \sin \beta & \epsilon_q \end{bmatrix}. \quad (2.5)$$

Onde,

$$m_x = \frac{M_x}{|M|} = \sin \beta, m_y = \frac{M_y}{|M|} = -\sin \alpha \cos \beta \text{ e } m_z = \frac{M_z}{|M|} = \cos \alpha \cos \beta, \quad (2.6)$$

são as componentes da magnetização responsáveis pelos efeitos Kerr transversal, longitudinal e polar, respectivamente.

Assim, podemos escrever a equação (2.5):

$$\vec{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_q & -iQ\varepsilon_q m_z & iQ\varepsilon_q m_y \\ iQ\varepsilon_q m_z & \varepsilon_q & -iQ\varepsilon_q m_x \\ -iQ\varepsilon_q m_y & iQ\varepsilon_q m_x & \varepsilon_q \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

Com o tensor definido pela Equação 2.7 e condições de contorno apropriadas, a interação radiação-matéria, em uma amostra magnética, pode ser expressa em termos da matriz de espalhamento magneto-ótica, ver referências [32] e [34].

A matriz de dispersão em termos dos coeficientes de Fresnel tem a seguinte forma:

$$R = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix}. \quad (2.8)$$

Onde os coeficientes de reflexão podem ser escritos (ver referência [34]), como:

$$r_{pp} = \frac{\mu_1 N_2 \cos \theta_1 - \mu_2 N_1 \cos \theta_2}{\mu_1 N_2 \cos \theta_1 + \mu_2 N_1 \cos \theta_2} + \frac{2i\mu_1 \mu_2 N_1 N_2 \cos \theta_1 \sin \theta_2 m_x Q}{\mu_1 N_2 \cos \theta_1 + \mu_2 N_1 \cos \theta_2}; \quad (2.9)$$

$$r_{ps} = -\frac{i\mu_1 \mu_2 N_1 N_2 \cos \theta_1 (m_y \sin \theta_2 + m_z \cos \theta_2) Q}{(\mu_1 N_2 \cos \theta_1 + \mu_2 N_1 \cos \theta_2)(\mu_2 N_1 \cos \theta_1 + \mu_1 N_2 \cos \theta_2) \cos \theta_2}; \quad (2.10)$$

$$r_{ss} = \frac{\mu_2 N_1 \cos \theta_1 - \mu_1 N_2 \cos \theta_2}{\mu_2 N_1 \cos \theta_1 + \mu_1 N_2 \cos \theta_2}; \quad (2.11)$$

$$r_{sp} = \frac{i\mu_1 \mu_2 N_1 N_2 \cos \theta_1 (m_y \sin \theta_2 - m_z \cos \theta_2) Q}{(\mu_1 N_2 \cos \theta_1 + \mu_2 N_1 \cos \theta_2)(\mu_2 N_1 \cos \theta_1 + \mu_1 N_2 \cos \theta_2) \cos \theta_2}. \quad (2.12)$$

Onde μ_1 e μ_2 são as permeabilidades do meio 1 e 2, N_1 e N_2 são os índices complexos de refração do meio 1 e 2, e θ_1 e θ_2 são os ângulos de incidência e refração, respectivamente.

Dada a matriz de reflexão de Fresnel para uma amostra magnética, pode-se determinar uma expressão para a amplitude do sinal medido pelo equipamento, expressando a configuração geométrica dos componentes óticos por matrizes de Jones.

Iniciamos por definir o sistema de coordenadas para o aparato experimental, descrito na Figura 2.7, com os componentes óticos e os ângulos do polarizador θ_p e analisador θ_a relativos ao plano de polarização da luz.

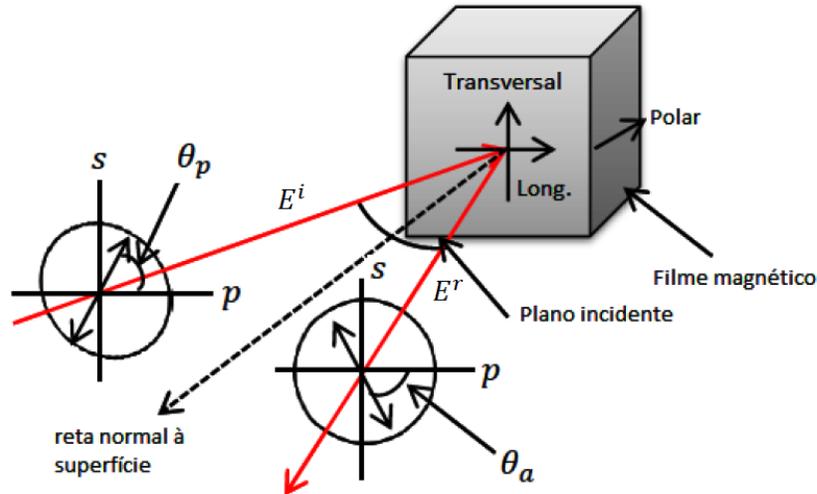


FIGURA 2.7- Ilustração do plano de polarização e dos ângulos do polarizador e analisador em relação às componentes do campo elétrico.

No esquema experimental da Figura 2.7, o vetor campo elétrico é definido como:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp[i(\vec{k}_0 \cdot \vec{r} - \omega t)], \quad (2.13)$$

$$\text{onde } k_0 = (\omega_0/c)n_0 = (\omega_0/c)\sqrt{\epsilon_0\mu_0}.$$

Usando o caminho ótico definido na Figura 2.7, e com a ajuda da Figura 2.8, que mostra as componentes do vetor campo elétrico em relação aos eixos principais do polarizador, pode-se definir o campo elétrico da radiação que é transmitida pelo polarizador como:

$$\vec{E} = E_{0p}\hat{p} + E_{0s}\hat{s} = E_0 \cos \theta_p \hat{p} + E_0 \sin \theta_p \hat{s}, \quad (2.14)$$

onde, θ_p é o ângulo entre o eixo principal do polarizador e a direção \hat{p} , ver Figura 2.8.

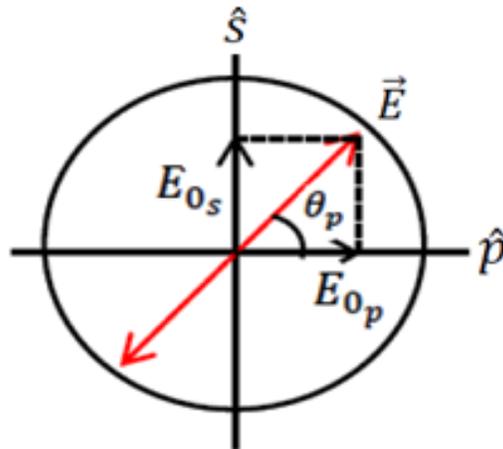


Figura 2.8 – Sistema de eixos coordenados usados para especificar as componentes do campo elétrico da onda eletromagnética transmitida pelo polarizador. Aqui, \hat{p} é versor unitário paralelo ao plano de incidência e \hat{s} é versor unitário na direção perpendicular ao plano de incidência.

Podemos representar a amplitude da luz transmitida pelo polarizador, Equação 2.14, como uma matriz de Jones, na forma:

$$P(\theta_p) = E_0 \begin{bmatrix} \cos \theta_p \\ \sin \theta_p \end{bmatrix}. \quad (2.15)$$

Onde, E_0 é amplitude do campo elétrico.

Prosseguindo com o caminho ótico da Figura 2.7, quando a luz incide sobre o material magnético, a interação radiação/matéria é expressa em termos da matriz de espalhamento magneto-ótica R , especificada anteriormente nas equações (2.8-2.12).

Em notação matricial, a amplitude do campo elétrico refletido pela amostra é:

$$\begin{bmatrix} E_p \\ E_s \end{bmatrix}^r = R \cdot P(\theta_p). \quad (2.16)$$

Substituindo a Equação 2.15 na Equação 2.16 é possível obter as componentes do campo elétrico paralelas aos eixos p e s . O resultado é dado por:

$$E_p = r_{pp}E_0 \cos \theta_p + r_{ps}E_0 \sin \theta_p; \quad (2.17)$$

$$E_s = r_{sp}E_0 \cos \theta_p + r_{ss}E_0 \sin \theta_p. \quad (2.18)$$

Por fim, o campo elétrico da radiação refletida pela amostra é transmitido através de outro polarizador (chamado analisador), representado na Figura 2.9.

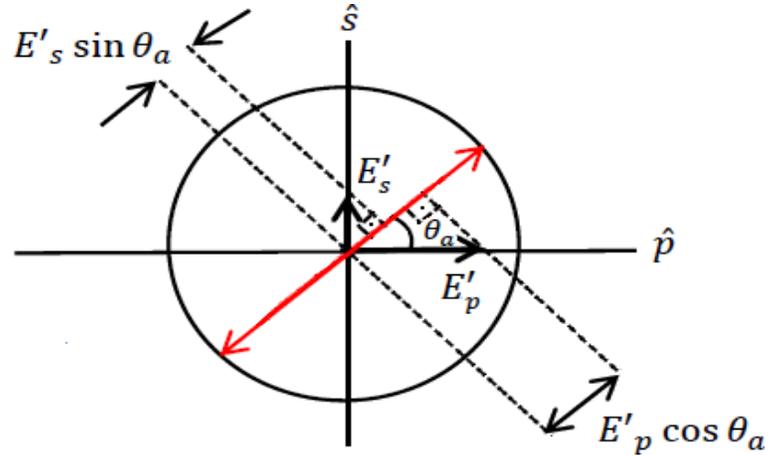


FIGURA 2.9 – Representação da decomposição do campo elétrico refletido pela amostra, nas componentes paralela e perpendicular ao eixo de transmissão do analisador.

O campo elétrico da radiação que é transmitida pelo analisador, definido na figura 2.9, que chega até o detector é dado por:

$$\vec{E} = E'_p \cos \theta_a \hat{p} + E'_s \sin \theta_a \hat{s}, \quad (2.19)$$

onde θ_a é o ângulo entre o eixo principal do analisador e a direção \hat{p} . E'_p e E'_s são as componentes do campo elétrico da luz refletida pela amostra, Equações 2.17 e 2.18, respectivamente.

A equação para a intensidade, normalizada, do sinal detectado pelo fotodiodo é então dada pelo módulo quadrado da Equação 2.19:

$$\frac{I}{I_0} = \left| \frac{E}{E_0} \right|^2. \quad (2.20)$$

Assim, substituindo as equações (2.21) e (2.22) em (2.23) e simplificando os termos, a expressão resultante para a intensidade normalizada é:

$$\begin{aligned}
\frac{I}{I_0} = & \left\{ |r_{pp}|^2 \cos^2 \theta_p \cos^2 \theta_a + |r_{ps}|^2 \sin^2(\theta_p - \theta_a) + |r_{ps}|^2 \sin^2 \theta_p \sin^2 \theta_a \right. \\
& + [r_{pp}r_{ps}^* + r_{ps}r_{pp}^*] \cos \theta_p \cos \theta_a \sin(\theta_p - \theta_a) \\
& + [r_{ps}r_{ss}^* + r_{ss}r_{ps}^*] \sin \theta_p \sin \theta_a \sin(\theta_p - \theta_a) \\
& \left. + [r_{pp}r_{ss}^* + r_{ss}r_{pp}^*] \sin \theta_p \sin \theta_a \cos \theta_p \cos \theta_a \right\} \quad (2.21)
\end{aligned}$$

O principal resultado que a equação 2.21 mostra é a dependência das componentes da magnetização com os coeficientes de Fresnell, ver Equações (2.9 - 2.12). Com a escolha apropriada dos ângulos do polarizador e do analisador é possível simplificar esta equação e explicitar sua dependência com as componentes da magnetização da amostra.

2.2.2 Efeito Kerr longitudinal

Nesta dissertação foi utilizado um magnetômetro baseado no efeito Kerr Magneto-Óptico que está disponível no Departamento de Física Teórica e Experimental da UFRN. Todos os resultados de histerese magnética mostrados nesta dissertação foram obtidos com a configuração longitudinal. Como escrito no início desta seção, no efeito Kerr longitudinal o campo magnético é aplicado paralelo ao plano do filme e ao plano de incidência do laser, ver Figura 2.3.

A partir do sistema adotado na Figura 2.6, as componentes da magnetização paralela e perpendicular ao campo magnético aplicado, para a configuração longitudinal, são respectivamente $m_y = m_l$ (longitudinal) e $m_x = m_t$ (transversal).

Para a matriz de reflexão, considerando uma interface ar-ferromagneto, com $\mu_1 = 1$, $\mu_2 = \mu$, $N_1 = 1$ e $N_2 = N$, os coeficientes de reflexão (equações 2.9 - 2.12) são até primeira ordem em Q , para o caso longitudinal, dados por:

$$r_{pp} = \frac{N \cos \theta_1 - \mu \cos \theta_2}{N \cos \theta_1 + \mu \cos \theta_2}; \quad (2.22)$$

$$r_{ps} = -r_{sp} = -\frac{i\mu N \cos \theta_1 \sin \theta_2 m_l Q}{(N \cos \theta_1 + \mu \cos \theta_2)(\mu \cos \theta_1 + N \cos \theta_2) \cos \theta_2}; \quad (2.23)$$

$$r_{ss} = \frac{\mu \cos \theta_1 - N \cos \theta_2}{\mu \cos \theta_1 + N \cos \theta_2}. \quad (2.24)$$

Em geral, no aparato experimental, devido ao uso de um laser polarizado, é conveniente fixar o ângulo da polarização incidente e variar o ângulo do analisador. Na configuração utilizada para as medidas, à radiação incidente do laser sobre a amostra é polarizada a 0° ($\theta_p = 0^\circ$), substituindo esse valor na Equação 2.21, a expressão se reduz para:

$$\frac{I}{I_0} = \left\{ |r_{pp}|^2 \cos^2 \theta_a + |r_{ps}|^2 \sin^2 \theta_a - [r_{pp}r_{ps}^* + r_{ps}r_{pp}^*] \cos \theta_a \sin \theta_a \right\}. \quad (2.25)$$

Agora, fazendo $\theta_a = 90^\circ$ nesta equação, o único termo que não será anulado é o que possui $|r_{ps}|^2 \sin^2 \theta_a$. Assim, substituindo o valor do coeficiente r_{ps} , da Equação 2.23, teremos:

$$\frac{I}{I_0} = \left| \frac{\mu N \cos \theta_1 \sin \theta_2 m_l Q}{(N \cos \theta_1 + \mu \cos \theta_2)(\mu \cos \theta_1 + N \cos \theta_2) \cos \theta_2} \right|^2 \quad (2.26)$$

Este resultado nos indica que para $\theta_a \cong 90^\circ$, que foi o caso utilizado neste trabalho, a intensidade do sinal depende principalmente da componente da magnetização paralela ao plano de incidência m_l , o que configura o efeito Kerr longitudinal.

2.2.3 O equipamento MOKE

A Figura 2.10 mostra o esquema do magnetômetro de efeito Kerr montado no Departamento de Física Teórica e Experimental – UFRN. O aparato é constituído por um LASER de He-Ne (632,8 nm) de 1,0 mW de potência. Dois filtros polarizadores e conjunto de espelhos e lentes. Eletroímã acionado por uma fonte de corrente, cujo controle é feito via computador por um módulo de conversão digital com saída analógica da *Agilent Technologies*, modelo *Data-Acquisition 34970A*.

Um sensor Hall conectado a um gaussímetro da *Phywe* faz a aquisição dos valores de campo magnético. Outro modulo acoplado do *Data-Acquisition* faz a coleta de dados da *ddp* medida pelo gaussímetro.

A detecção do sinal é obtida por um diodo detector de silício, conectado a um “*Lock-In*”, modelo SR510 da *Stanford Research Systems*. O *Lock-In* é responsável por filtrar e amplificar o sinal do fotodiodo e captar a frequência de referência modulada pelo *Chopper* ótico, da *Stanford Research* modelo SR540A, a uma frequência de 500 Hz.

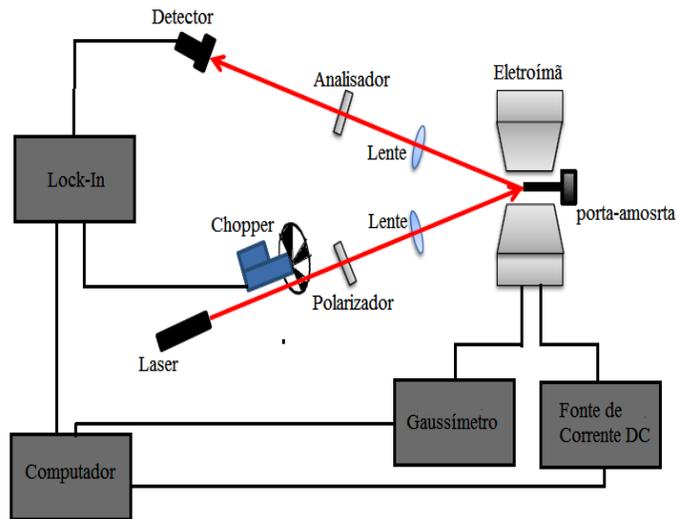


FIGURA 2.10 - Esquema de montagem do MOKE.

O procedimento para obter as curvas de magnetização com o MOKE inicia-se pelo alinhamento do laser e dos componentes óticos do aparato. A radiação proveniente do laser é linearmente polarizada paralelamente ao plano de incidência ($\theta_p = 0^\circ$) e com o ângulo de incidência de aproximadamente 45° em relação a normal da amostra. Um conjunto de lentes, com foco variável entre 33,4 mm e 40,5 mm, é responsável por focalizar o feixe do Laser sobre a amostra.

Após a reflexão da radiação no filme, outra lente com foco de 10 cm é utilizada para colimar o feixe que é transmitido por um polarizador (analisador) posicionado em um ângulo ($\theta_a \cong 90^\circ$), de forma a determinar a configuração longitudinal do MOKE, seção 2.2.2, até incidir sobre o detector. A amostra é posicionada no centro de um goniômetro que permite girar a amostra em relação à direção do campo magnético. Assim, as curvas de magnetização são obtidas para diferentes direções do campo magnético aplicado no plano da amostra.

2.3 Susceptibilidade magnética AC transversal

Nesta seção, serão apresentados os detalhes da montagem da técnica de susceptibilidade magnética AC transversal em conjunto com o efeito Kerr magneto-ótico e seu formalismo matemático.

Esta técnica foi desenvolvida durante este trabalho, com o objetivo de fornecer ao Departamento de Física da UFRN mais uma técnica de caracterização magnética para filmes finos, que permite obter informações adicionais e resultados inovadores na investigação dos fenômenos magnéticos.

Em se tratando dos materiais ferromagnéticos a susceptibilidade apresenta uma dependência com o campo magnético aplicado que pode ser revelada a partir da curva de histerese. Assim, a técnica da susceptibilidade magnética AC transversal, em conjunto com o efeito Kerr, torna-se uma ferramenta muito sensível para determinação dos campos de anisotropia em filmes amorfos e cristalinos [35], campos de acoplamento entre camadas [36] e fornecer uma descrição precisa do processo de reversão da magnetização [37].

A técnica da susceptibilidade transversal consiste da superposição de dois campos magnéticos aplicados paralelos ao plano da amostra: um campo DC, H , paralelo ao plano de incidência da luz é um campo AC, h_{AC} , (de pequena amplitude) perpendicular ao campo H [36]. A susceptibilidade AC transversal é definida matematicamente como:

$$\chi_t = \lim_{h_{AC} \rightarrow 0} \frac{\Delta m_t}{\Delta h_{AC}} = \left(\frac{dm_t}{dh_{AC}} \right)_{h_{AC}=0}, \quad (2.27)$$

onde m_t é a componente transversal da magnetização na direção do campo h_{AC} .

2.3.1 Montagem da técnica de susceptibilidade magnética AC transversal

Para a montagem da técnica de susceptibilidade magnética AC transversal desenvolvida em conjunto com o MOKE (Figura 2.11), foi adicionado a este último, um par de bobinas na configuração Helmholtz responsável por gerar o campo oscilante h_{AC} e o seu circuito de alimentação, ambos construídos na oficina mecânica do próprio departamento.

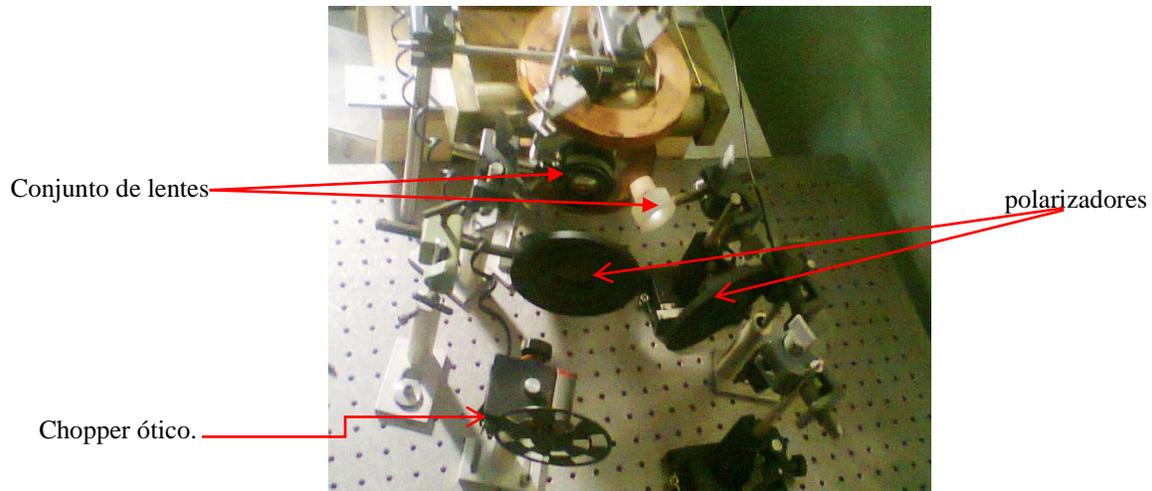


FIGURA 2.11 - Fotografia da montagem de susceptibilidade magnética AC transversal em conjunto com o MOKE.

O par de bobinas Helmholtz, Figura 2.12, foi enrolado por fio de cobre AWG⁴ 21 (0,72 mm de diâmetro) sobre um suporte de madeira em formato de circular com diâmetro de 14 cm, determinado desta forma para se ajustar perfeitamente ao eletroímã e ao posicionamento dos componentes óticos presentes na montagem do MOKE. As camadas dos fios são mantidas por placas de alumínio fixadas nas bordas dos suportes de madeira. Todo o conjunto é sustentado por presilhas conectadas as hastes, ambas também de alumínio, para facilitar na escolha da distância de separação entre as bobinas. Para evitar riscos de curto-circuito entre os enrolamentos dos fios foi passado verniz nas bobinas. No final do processo, as bobinas ficaram com a resistência de 6 Ω , cada uma, e uma indutância de 17,8 mH.

⁴ American Wire Gauge

Par de bobinas no padrão Helmholtz.

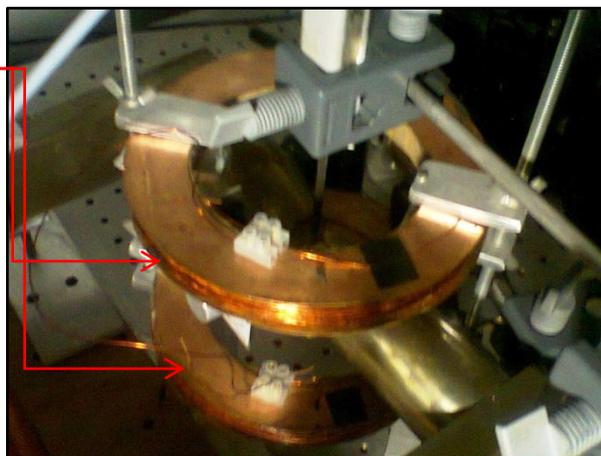


FIGURA 2.12 – Fotografia das bobinas de Helmholtz montada no aparato experimental da susceptibilidade/MOKE.

Para a geração do campo magnético utilizado na técnica de susceptibilidade transversal é necessário determinar a relação de campo gerado pela separação entre as bobinas na configuração de Helmholtz. A Tabela 2.1 e o gráfico na Figura 2.13, apresentam os valores de campo magnético para as medidas de separação entre as bobinas.

TABELA 2.1 – Dados do valor de indução magnética para a distância de uma bobina a outra na configuração de Helmholtz, com aplicação de 1A de corrente.

| Distância de uma bobina a outra (cm) | Indução Magnética (Gauss) |
|--------------------------------------|---------------------------|
| 0 | 29,3 |
| 1 | 29,6 |
| 2 | 29,7 |
| 3 | 29,7 |
| 4 | 29,6 |
| 5 | 29,6 |
| 6 | 29,2 |
| 8,2 | 25,7 |
| 9 | 24 |
| 9,5 | 18,5 |

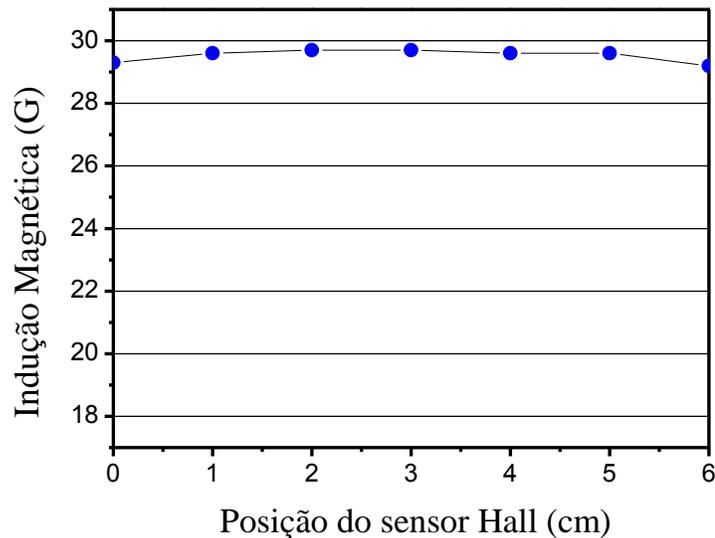


FIGURA 2.13 – Gráfico ilustrando o campo magnético gerado para a região de separação de 6 cm entre as bobinas. As medidas foram realizadas com 1A de corrente.

O gráfico da Figura 2.13, mostra uma região de grande uniformidade de campo magnético para a separação de 6 cm, condição primordial para garantir que a amostra posicionada entre esta separação das bobinas estará submetida ao campo magnético oscilante h_{AC} , que é desejado.

Nos primeiros testes com a susceptibilidade sentiu-se a necessidade de aumentar o campo AC gerado pelas bobinas. Por isso, optamos por construir este par de bobinas, mostrado na Figura 2.12, com diâmetro de 14 cm. Para adequar as dimensões das bobinas ao equipamento foi necessária a construção de um novo eletroímã.

A montagem do eletroímã (Figura 2.14) teve processo semelhante ao das bobinas. Com o núcleo de ferro enrolado por fio de cobre AWG 14 (1,5 mm de diâmetro) formando nove camadas de fios, que são mantidas por placas de acrílico fixadas nas extremidades da barra de ferro. Da mesma forma que nas bobinas, também foram passadas camadas de verniz sobre os fios, para evitar problemas de curto circuito. Os braços do eletroímã são fixados por parafusos no núcleo. O eletroímã é sustentado por uma mesa de madeira e hastes com presilhas, semelhantes as das bobinas, para adequá-lo as posições dos componentes óticos do aparato da susceptibilidade/MOKE.

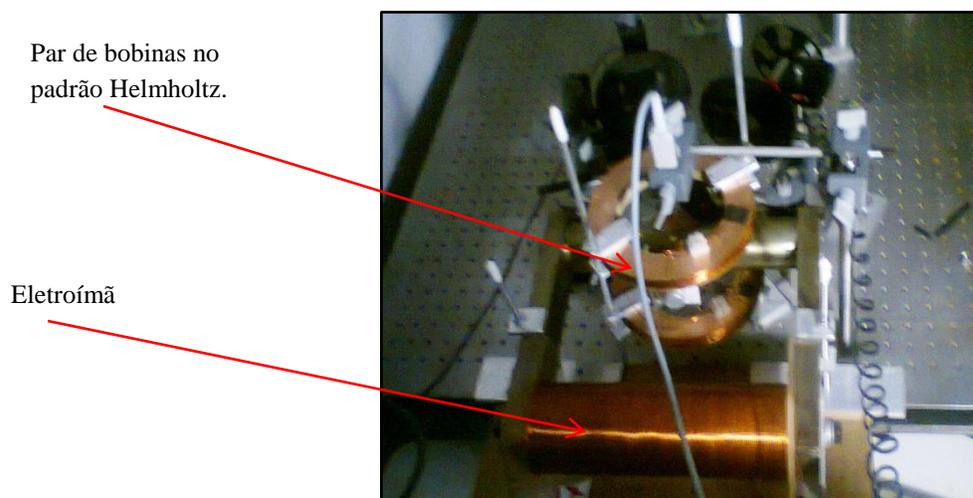


FIGURA 2.14 – Fotografia do novo eletroímã construído para a técnica de susceptibilidade/MOKE.

Para finalizar o eletroímã foram realizados testes de indução magnética *versus* corrente, Tabela 2.2 e Figura 2.15, tempo de aquecimento *versus* temperatura, Tabela 2.3 e Figura 2.16, e indução magnética na região entre os polos do eletroímã, Tabela 2.4 e Figura 2.17.

Tabela 2.2 - Teste da indução magnética gerada no eletroímã.

| Variáveis do Eletroímã | |
|------------------------------------|-------------|
| Nº de Camadas: | 9 |
| Raio da 9ª Camada (cm): | 4,0 |
| Resistência Elétrica (Ω): | 2,4 |
| Corrente (A) | Indução (G) |
| 1 | 424 |
| 2 | 793 |
| 3 | 1064 |
| 4 | 1324 |
| 5 | 1550 |
| 6 | 1670 |

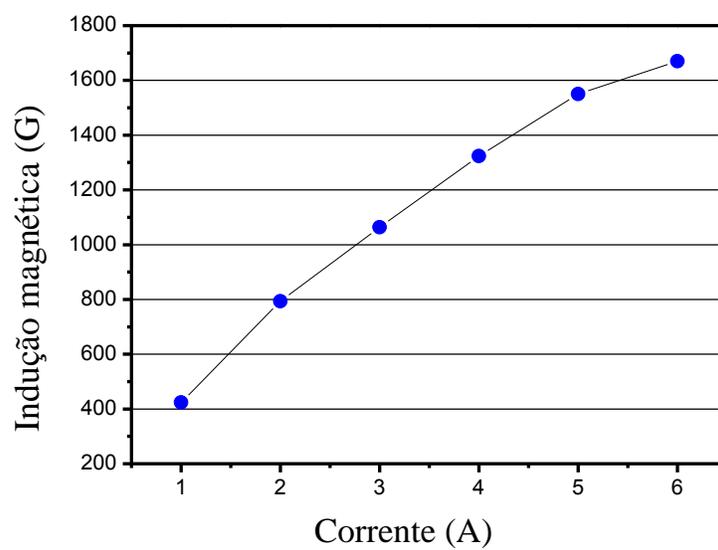
**FIGURA 2.15** – Medidas de indução magnética *versus* corrente, para o eletroímã. As medidas foram realizadas com o sensor Hall entre os polos do eletroímã, paralelo ao campo aplicado.

Tabela 2.3 - Teste da variação de temperatura do eletroímã com aplicação de corrente elétrica.

| Variáveis do Eletroímã | |
|------------------------|------------------|
| Corrente Aplicada: | 6 A |
| Tempo (min) | Temperatura (°C) |
| 0,00 | 30,6 |
| 6,00 | 40,2 |
| 10,00 | 43,5 |
| 15,00 | 48,0 |
| 20,00 | 50,5 |
| 25,00 | 53,6 |
| 30,00 | 55,5 |
| 35,00 | 58,5 |
| 40,00 | 61,0 |

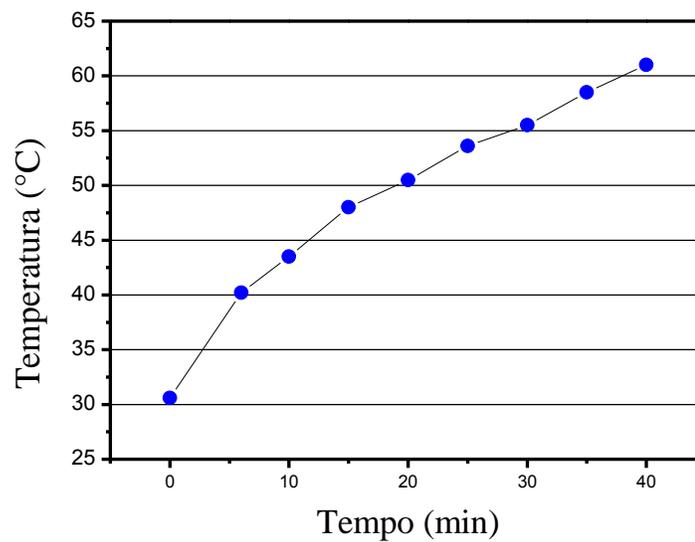
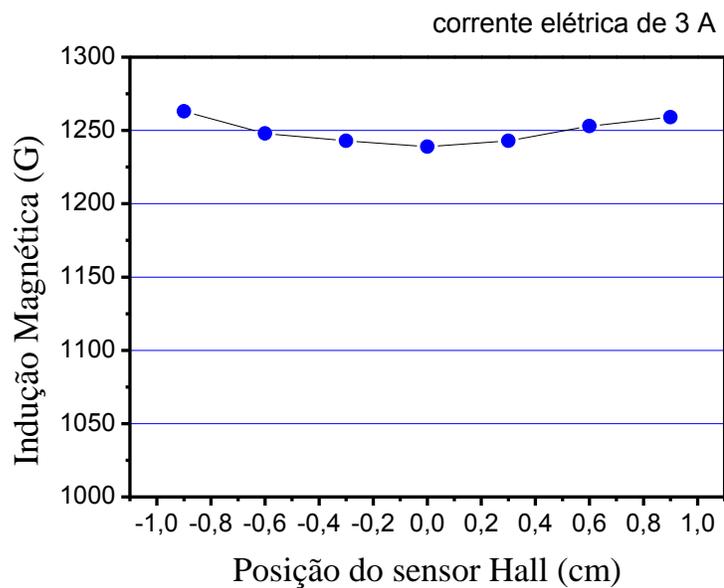
**FIGURA 2.16** - Gráfico mostrando o aquecimento dos fios do eletroímã com o tempo.

Tabela 2.4 – Teste da indução magnética para a região entre os polos do eletroímã.

| Variáveis do Eletroímã | |
|-------------------------------|-----------------|
| Corrente (A): | 3,0 |
| Separação entre os polos (cm) | Indução (Gauss) |
| 0,9 | 1259 |
| 0,6 | 1253 |
| 0,3 | 1243 |
| 0,0 | 1239 |
| -0,3 | 1243 |
| -0,6 | 1248 |
| -0,9 | 1263 |

**FIGURA 2.17** - Indução magnética para a região entre os polos do eletroímã.

O gráfico da Figura 2.17 nos indica que para a distância de separação entre os polos do eletroímã, que é de aproximadamente 2 cm, há uma grande região de campo magnético uniforme. Como o tamanho das amostras utilizadas possui em geral as dimensões de $3 \times 3 \text{ mm}^2$, pode-se garantir que essas amostras estarão submetidas a uma região de campo magnético uniforme sobre toda sua área.

2.3.2 Procedimento das medidas e testes de sinal

Após a montagem da técnica de susceptibilidade em conjunto com o efeito Kerr, foi realizado testes de sensibilidade que compreende: medir a susceptibilidade AC em função do campo magnético DC aplicado e verificar a razão sinal/ruído da curva.

Para realizar as medidas de susceptibilidade transversal em conjunto com o efeito Kerr é preciso alinhar os componentes óticos e modificar as configurações do eixo do polarizador e do analisador do MOKE. Esse procedimento é adotado de maneira que o sinal detectado pelo equipamento seja proporcional a componente da magnetização na direção paralela ao campo h_{AC} . Isto porque, na configuração longitudinal utilizada pelo MOKE, descrito na seção 2.2.2, o sinal medido é proporcional a componente da magnetização paralela ao campo DC e não a componente perpendicular da magnetização que estamos interessados agora.

As medidas são realizadas a temperatura ambiente e com campos magnéticos DC de até 1,0 kOe. A luz do LASER que incide sobre a amostra é linearmente polarizada a 0° ($\theta_p = 0^\circ$) com relação ao plano de incidência. Depois de refletida na amostra, a radiação passa através do analisador na configuração ($\theta_a = 0^\circ$) em relação ao plano de polarização. Assim, qualquer mudança na componente transversal da magnetização, m_t , no plano da amostra, induz uma mudança proporcional na intensidade da luz refletida, que pode ser detectada pelo fotodiodo. Para assegurar que o sinal medido pela técnica é o da componente transversal da magnetização, às medidas são realizadas com o “*Lock-In*” em fase com a frequência de oscilação das bobinas de Helmholtz.

2.3.3 Dependência de χ_t com o campo magnético DC

Para determinarmos de forma quantitativa a relação entre a susceptibilidade transversal χ_t e o campo magnético DC aplicado é preciso adotar um sistema de eixos que contenha as direções da magnetização e dos campos aplicados AC e DC. Na Figura 2.18, apresentamos este sistema de eixos, com os vetores dos campos magnéticos \vec{h}_{AC} e \vec{H} em relação ao eixo fácil e eixo duro da magnetização \vec{M} .

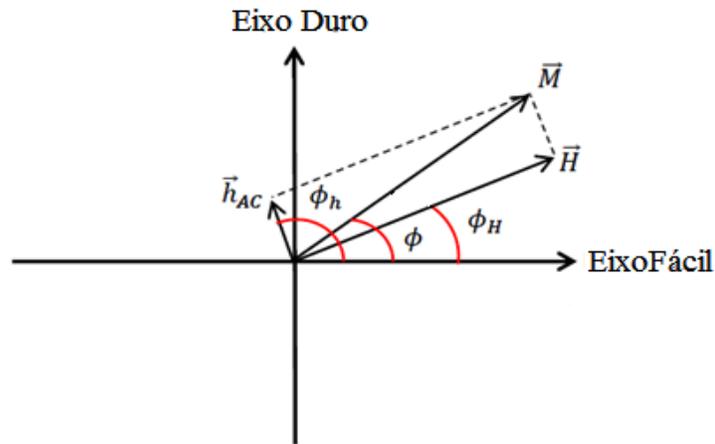


FIGURA 2.18 – Sistema de eixos bidimensional definindo as relações entre os vetores \vec{h}_{AC} , \vec{H} e a magnetização \vec{M} . O ângulo ϕ_h está rotacionado 90° em relação ao ângulo ϕ_H .

Para exemplificar o cálculo da susceptibilidade χ_t , será utilizado o caso de um filme simples apresentando anisotropia *magnetocristalina* cúbica, cujo eixo fácil está na direção [100].

Da figura acima, temos que a componente da magnetização na direção do campo \vec{h} , em relação ao eixo-fácil é dada por:

$$m_t = M_s \cos(\phi_h - \phi). \quad (2.28)$$

A aplicação do campo AC, perpendicular ao campo DC, faz com que a magnetização no filme oscile em torno de sua posição de equilíbrio. Substituindo a Equação 2.28 na Equação 2.27, teremos a suscetibilidade em função da derivada da posição de equilíbrio da magnetização, escrita como:

$$\chi_t = -M_s \sin(\phi - \phi_h) \left(\frac{d\phi}{dh} \right)_{h=0}. \quad (2.29)$$

Para encontrar as posições de equilíbrio da magnetização partimos da equação de densidade de energia, para o caso da amostra com anisotropia *magnetocristalina* orientada na direção [100] e com os campos AC e DC aplicados no plano do filme, que tem a forma:

$$\frac{E}{V} = -M_s H \cos(\phi - \phi_H) + \frac{1}{4} K_{C1} \sin^2 2\phi - M_s h \cos(\phi_h - \phi), \quad (2.30)$$

onde o primeiro termo é energia Zeeman que surge com a aplicação do campo \vec{H} , o segundo termo é da anisotropia magnetocristalina cúbica para a direção de crescimento [100] e o terceiro termo é devido à aplicação do campo \vec{h}_{ac} .

A Equação 2.30 pode ser escrita em termos dos campos de anisotropia como:

$$\frac{E}{M_s V} = -H \cos(\phi - \phi_H) + \frac{1}{8} H_C \sin^2 2\phi - h \cos(\phi_h - \phi). \quad (2.31)$$

Aqui, o termo H_C é campo de anisotropia magnetocristalino da amostra, definido como $K_{C1} = \frac{M_s H_C}{2}$.

Para encontrar as posições de equilíbrio da magnetização, aplica-se a condição que a primeira derivada da densidade de energia deve ser nula, assim:

$$\frac{\partial E}{\partial \phi} = \frac{H_C}{2} \cos(2\phi) \sin(2\phi) + H \sin(\phi - \phi_H) + h \sin(\phi - \phi_h) = 0. \quad (2.32)$$

Derivando novamente esta última equação, agora, em relação à h , com $h \rightarrow 0$, teremos:

$$H_C [\cos^2(2\phi) - \sin^2(2\phi)] \left(\frac{d\phi}{dh} \right)_{h=0} + H \cos(\phi - \phi_H) \left(\frac{d\phi}{dh} \right)_{h=0} + \sin(\phi - \phi_h) = 0. \quad (2.33)$$

A partir deste último resultado obtemos:

$$\left(\frac{d\phi}{dh} \right)_{h=0} = - \frac{\sin(\phi - \phi_h)}{H_C [\cos^2(2\phi) - \sin^2(2\phi)] + H \cos(\phi - \phi_H)}. \quad (2.34)$$

Utilizando a relação $\phi_h = \frac{\pi}{2} + \phi_H$ (Figura 2.18), para escrever a Equação 2.29 e 2.34 em termos de ϕ_H , teremos:

$$\begin{aligned} \sin(\phi - \phi_h) &= \sin \phi \cos \phi_h - \cos \phi \sin \phi_h = \sin \phi \cos \left(\frac{\pi}{2} + \phi_H \right) + \cos \phi \sin \left(\frac{\pi}{2} + \phi_H \right) \\ &= -\sin \phi \sin \phi_H - \cos \phi \cos \phi_H = -\cos(\phi - \phi_H). \end{aligned}$$

Substituindo esta relação na Equação 2.29 e 2.34, podemos escrever a susceptibilidade transversal χ_t na forma:

$$\chi_t(H) = \frac{M \cos^2(\phi - \phi_H)}{H_c [\cos^2(2\phi) - \sin^2(2\phi)] + H \cos(\phi - \phi_H)}. \quad (2.35)$$

A partir desse resultado pode ser feito o ajuste numérico do inverso da susceptibilidade e obter os campos de anisotropia da amostra. Nas Figuras 2.19 e 2.20, são apresentados os resultados esperados para uma amostra com anisotropia cúbica para a direção de crescimento [100].

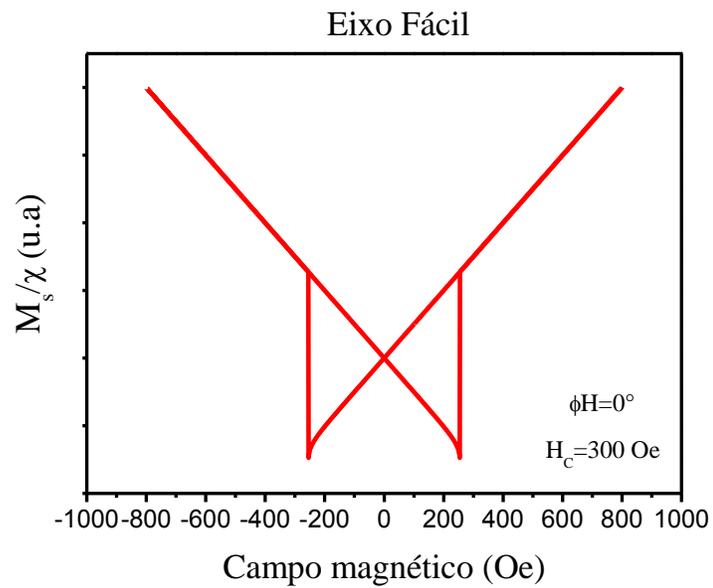


FIGURA 2.19 – Curva de susceptibilidade para o eixo fácil de uma amostra com anisotropia cúbica.

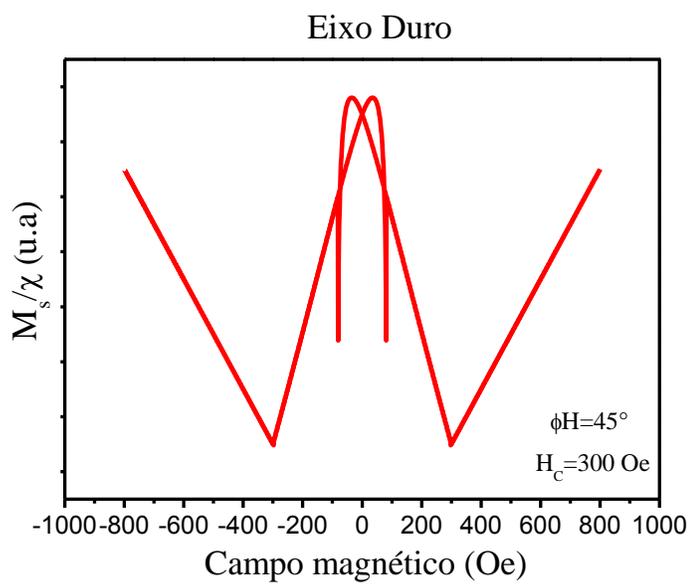


FIGURA 2.20 - Curva de susceptibilidade para o eixo duro de uma amostra com anisotropia cúbica.

2.4 Ressonância ferromagnética – FMR

A partir das observações experimentais das linhas de ressonância ferromagnética em ligas de Ni-Fe por Griffiths [38], o FMR tornou-se uma técnica padrão para o estudo das propriedades fundamentais dos materiais magnéticos, em especial na investigação das anisotropias magnéticas [39]. Posteriormente, Charles Kittel [40, 41] e Van Vleck [42] generalizaram a teoria da absorção da ressonância ferromagnética, relacionando os seus efeitos com a dependência do formato da amostra, e no caso de um cristal simples, com a orientação deste. Desde então, sucessivos trabalhos teóricos e experimentais vem sendo desenvolvidos sobre a ressonância ferromagnética no estudo das propriedades dos materiais magnéticos.

2.4.1 Definições e teoria do FMR

A ressonância ferromagnética ou FMR consiste na absorção de radiação eletromagnética por um material ferromagnético. O fenômeno surge do movimento de precessão da magnetização \vec{M} da amostra em torno de um campo magnético efetivo \vec{H}_{ef} ⁵, quando a magnetização é desviada da sua posição de equilíbrio, por exemplo, por um campo externo oscilante $\vec{h}(t)$ perpendicular a um campo magnético DC \vec{H}_0 . Neste caso, a abordagem da ressonância ferromagnética é baseada na equação de movimento da magnetização macroscópica de Landau-Lifshitz [39], dada por:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{ef}, \quad (2.36)$$

onde $\gamma = 2\pi \times 28 \text{ GHz/kOe}$ é o fator giromagnético e \vec{H}_{ef} é o campo efetivo, que inclui todos os campos de anisotropia e os campos magnéticos externos.

Em um experimento convencional de ressonância ferromagnética, a mostra é submetida a um campo magnético estático \vec{H}_0 fornecido por um eletroímã e a uma radiação eletromagnética (campo de micro-ondas \vec{h}) com frequência típica de 11 GHz (veja Figura 2.21). O campo

⁵ O campo magnético efetivo sentido pela magnetização é a soma do campo magnético externo com os campos internos do material (campo desmagnetizante, anisotropias, etc.).

magnético da radiação de micro-ondas é aplicado perpendicularmente ao campo magnético estático, de maneira que a radiação de micro-ondas atua como uma perturbação periódica dos spins eletrônicos da amostra, desviando-os da sua posição de equilíbrio.

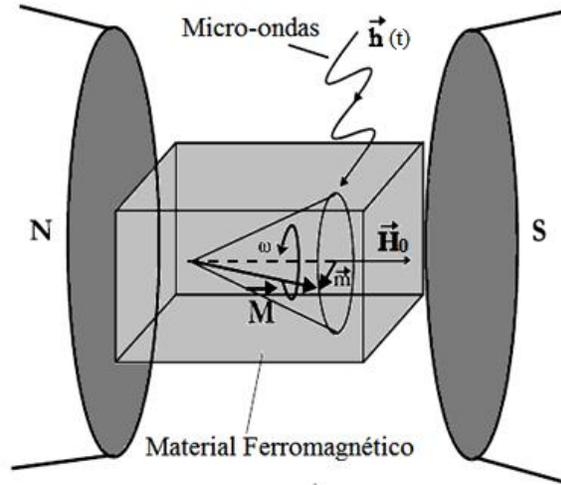


FIGURA 2.21 - Material ferromagnético na presença de um campo magnético \vec{H}_0 e de um campo oscilante $\vec{h}(t)$.

Na Figura 2.22, é ilustrado um esquema do aparato experimental para a medida de FMR. Onde, a amostra é posicionada dentro de uma cavidade ressonante, na região de máxima amplitude de intensidade do campo magnético da radiação de micro-ondas. Nessas condições, quando a frequência das micro-ondas ω , se aproxima da frequência de precessão da magnetização ω_0 , o modo uniforme dos spins eletrônicos da amostra ferromagnética é excitado e a amostra pode absorver energia da radiação eletromagnética incidente, estabelecendo assim a ressonância ferromagnética. De maneira geral, para obter esta condição nas medidas de FMR, mantém-se a frequência da radiação de micro-ondas fixa na frequência de ressonância da cavidade e varia-se a intensidade do campo magnético estático \vec{H}_0 .

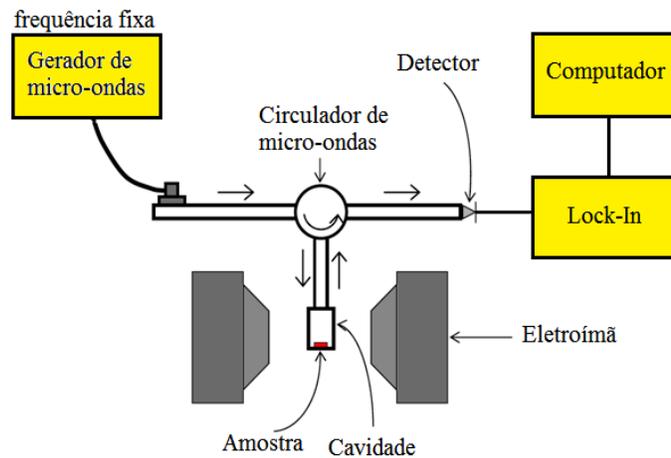


FIGURA 2.22 - Ilustração simplificada para um aparato experimental de ressonância ferromagnética.

O circulador faz com que a micro-ondas, vindas do gerador, passem pela amostra e a parte refletida pela cavidade dirija-se ao diodo detector, que mede a absorção da amostra. Em seguida o sinal é enviado ao amplificador *lock-in* para fazer detecção diferencial em fase com o sinal de modulação do campo externo. O sinal de saída do *lock-in* é então enviado a um computador. Como resultados da ressonância são observados os picos de absorção das micro-ondas em certos valores do campo estático.

2.4.1.1 Tensor susceptibilidade magnética e potência de absorção

Para calcular a resposta do material para a frequência de micro-ondas, considere que inicialmente a magnetização está sobre influência dos campos magnéticos de micro-ondas $\vec{h}(t)$ e do campo estático \vec{H}_0 , como ilustrado na Figura 2.23, de forma que a equação de movimento da magnetização, Equação 2.36, fica:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times (\vec{H} + \vec{h}(t)). \quad (2.37)$$

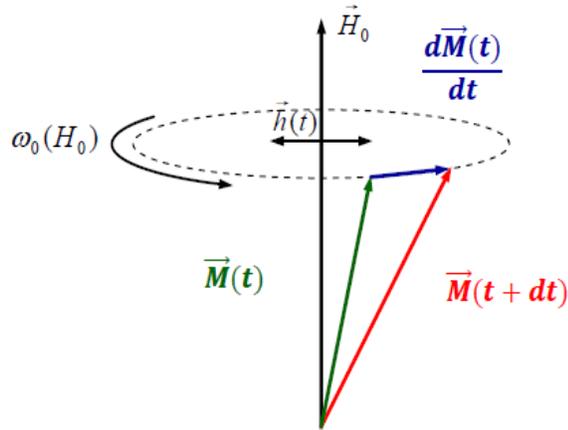


FIGURA 2.23 - Movimento de precessão da magnetização devido à aplicação de um campo magnético externo oscilante.

Admitindo que a parte temporal da radiação de micro-ondas é harmônica e que o campo magnético estático está na direção \hat{z} , então:

$$\vec{H} = H\hat{z}; \quad \vec{h}(t) = (h_x\hat{x} + h_y\hat{y})e^{-i\omega t}, \quad (2.38)$$

onde $h_x, h_y \ll H$.

No regime estacionário, as componentes da magnetização que são perpendiculares ao campo magnético estático, descreverão também um movimento harmônico:

$$\vec{M} = \vec{m}(t) + M\hat{z}; \quad \text{com } \vec{m}(t) = (m_x\hat{x} + m_y\hat{y})e^{-i\omega t}, \quad (2.39)$$

onde $m_x, m_y \ll M$.

Substituindo esses resultados na equação de movimento da magnetização e linearizando as equações, obtemos:

$$i\omega m_x = \gamma H_0 m_y - \gamma M_0 h_y; \quad (2.40)$$

$$i\omega m_y = \gamma M_0 h_x - \gamma H_0 m_x. \quad (2.41)$$

Fazendo $\omega_0 = \gamma H_0$ e $\omega_m = \gamma M_0$ nas relações 2.40 e 2.41, e substituindo uma equação na outra, chega-se à:

$$m_x = \frac{\omega_0 \omega_m h_x}{(\omega_0^2 - \omega^2)} - \frac{i \omega \omega_m h_y}{(\omega_0^2 - \omega^2)}; \quad (2.42)$$

$$m_y = \frac{i \omega \omega_m h_x}{(\omega_0^2 - \omega^2)} + \frac{\omega_0 \omega_m h_y}{(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (2.43)$$

A partir destas expressões, podemos escrever as relações entre as componentes de \vec{M} e de \vec{H}_0 na seguinte forma, $\vec{m}(t) = \vec{\chi} \cdot \vec{h}(t)$. Onde os vetores $\vec{m}(t)$ e $\vec{h}(t)$ são representados pelas matrizes colunas,

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \vec{h} = \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}, \quad (2.44)$$

e $\vec{\chi}$ é o tensor susceptibilidade magnética, cuja matriz é:

$$\vec{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix}. \quad (2.45)$$

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_m \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad \chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{i \omega_m \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (2.46)$$

Quando $\omega \cong \omega_0$ ocorre à ressonância do sistema, a amplitude de precessão de \vec{M} aumenta repentinamente, fazendo com que parte da energia magnética seja dissipada na rede cristalina devido à interação spin-órbita nos átomos. Isto resulta em um amortecimento ou relaxação do movimento da magnetização, de modo que ela tenta restaurar a posição de equilíbrio. Desta maneira, é necessário introduzir fenomenologicamente os termos de relaxação na Equação 2.36.

Supondo que o campo de micro-ondas na amostra tenha apenas a componente h_x , é possível mostrar que a potência absorvida pela amostra dentro da cavidade é dada por [43, 44]:

$$P(\omega) = \frac{1}{2} \omega \chi''_{xx} h_x^2, \quad (2.47)$$

onde χ''_{xx} é a parte imaginária de χ_{xx} . A forma da curva de χ''_{xx} é uma Lorentziana apresentando um pico quando $\omega = \omega_0$.

A Figura 2.24, ilustra a curva para a parte imaginária da susceptibilidade das micro-ondas em torno do campo de ressonância e um sinal típico de FMR na forma da derivada da potência absorvida.

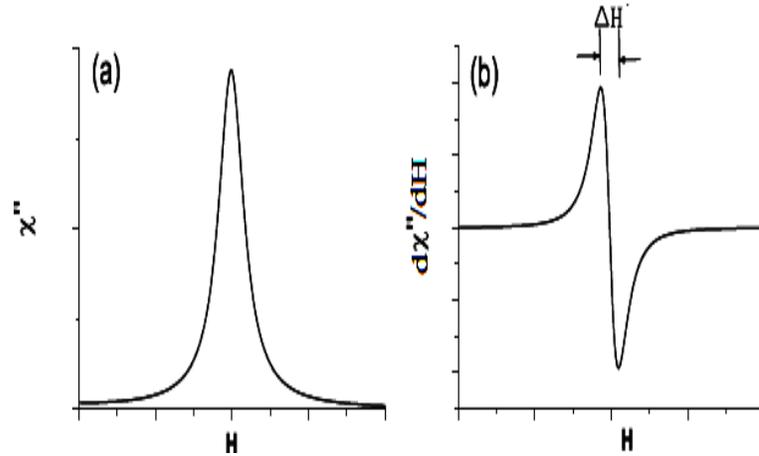


FIGURA 2.24 – Ilustração da (a) parte imaginária da susceptibilidade das micro-ondas mostrando o pico em torno do campo magnético de ressonância. (b) a derivada da parte imaginária da susceptibilidade medida em FMR. Ilustração retirada da referência [39].

2.4.1.2 Relação de dispersão entre ω_0 e H_R

No experimento de FMR, a magnetização é perturbada em uma frequência fixa ω e a energia magnética livre é modificada pela variação do campo aplicado \vec{H}_0 . O campo magnético aplicado necessário para estabelecer a condição $\omega = \omega_0$ é chamado de campo de ressonância H_R . As amostras que apresentam anisotropias magnéticas são normalmente investigadas pelas medidas da dependência angular do campo de ressonância. Contudo, precisamos encontrar uma relação de dispersão entre ω_0 e H_R . Para tal procedimento será utilizada a equação de movimento da magnetização onde o campo efetivo \vec{H}_{ef} e a magnetização \vec{M} estão dispostos na Figura 2.25.

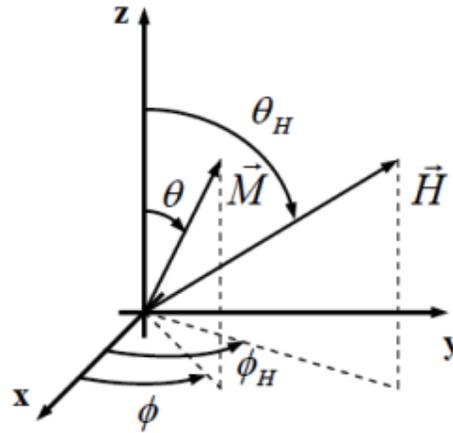


FIGURA 2.25 - Sistema de coordenadas especificando a magnetização e o campo efetivo em coordenadas esféricas.

Utilizando a relação entre o campo efetivo e a energia livre magnética dada por:

$$\vec{H}_{ef} = -\vec{\nabla}_M E(\theta, \phi). \quad (\text{CGS}) \quad (2.48)$$

Onde $\vec{\nabla}_M$ é o operador gradiente em relação às componentes da magnetização.

As componentes do campo efetivo e da magnetização podem ser expressas como:

$$\vec{H}_{ef} = -\left(\frac{\partial E}{\partial r} \hat{r} + \frac{1}{M} \frac{\partial E}{\partial \theta} \hat{\theta} + \frac{1}{M \sin \theta} \frac{\partial E}{\partial \phi} \hat{\phi}\right). \quad (2.49)$$

$$\vec{M} = M_0 \hat{r} + m_\theta \hat{\theta} + m_\phi \hat{\phi}, \quad (2.50)$$

com $m_\theta = M \sin \theta$ e $m_\phi = M \sin \theta \sin \phi$.

Considerando que o campo \vec{H}_0 é suficientemente forte para saturar a amostra. No ponto de equilíbrio podemos considerar que $m_\theta, m_\phi \ll M$ e $M_0 = M = M_S$, onde M_S é a magnetização de saturação da amostra.

Substituindo todas estas relações na equação de movimento da magnetização, Equação 2.36, podemos escrever:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dm_\theta}{dt} = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial E}{\partial \phi}; \quad (2.51)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dm_\phi}{dt} = \frac{\partial E}{\partial \theta}. \quad (2.52)$$

Assumindo que o movimento de precessão de \vec{M} está restrito a pequenos desvios das posições de equilíbrio (θ_0, ϕ_0) , $\Delta\theta = \theta - \theta_0$ e $\Delta\phi = \phi - \phi_0$, [39], temos:

$$m_\theta = M \sin \Delta\theta \cong M\Delta\theta. \quad (2.53)$$

$$m_\phi = M \sin \theta \sin \Delta\phi \cong M \sin \theta \Delta\phi. \quad (2.54)$$

Substituindo esses resultados e rearranjando os termos para $\Delta\theta$ e $\Delta\phi$, nas Equações 2.51 e 2.52, são obtidas:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d(\Delta\theta)}{dt} = - \frac{1}{M_s \sin \theta} \frac{\partial E}{\partial \phi}; \quad (2.55)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d(\Delta\phi)}{dt} = \frac{1}{M_s \sin \theta} \frac{\partial E}{\partial \theta}. \quad (2.56)$$

Podemos expandir a energia em série de Taylor em torno da posição de equilíbrio, onde as condições para a estabilidade da magnetização nas direções (θ_0, ϕ_0) são:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \theta} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} = 0; \quad \left(\frac{\partial E}{\partial \phi} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} = 0. \quad (2.57)$$

Expandindo até segunda ordem obtemos,

$$E \cong E_0 + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \Delta\theta^2 + \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} \Delta\phi^2 + 2 \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi} \Delta\theta \Delta\phi \right]. \quad (2.58)$$

Para o caso onde a magnetização sofre precessão entorno de uma direção estável, podemos escrever o desvio de \vec{M} a partir das direções (θ_0, ϕ_0) como $\Delta\theta = \Delta\theta_0 e^{-i\omega t}$ e $\Delta\phi = \Delta\phi_0 e^{-i\omega t}$, de maneira que podemos reescrever o sistema de equações diferenciais 2.55 e 2.56, como:

$$\left(\left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} + \frac{i\omega M_s \sin \theta}{\gamma} \right) (\Delta\theta) + \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} (\Delta\phi) = 0, \quad (2.59)$$

$$\left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} (\Delta\theta) + \left(\left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} - \frac{i\omega M_s \sin \theta}{\gamma} \right) (\Delta\phi) = 0. \quad (2.60)$$

A partir deste sistema de equações homogêneas para $\Delta\theta$ e $\Delta\phi$, monta-se a matriz que terá solução não trivial somente quando o determinante dos coeficientes for igual à zero. Dessa forma, a equação para a frequência de ressonância pode ser expressa em função das derivadas da energia livre magnética [44], na forma:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{(M_s \sin \theta)^2} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right]_{(\theta_0, \phi_0)}. \quad (2.61)$$

Onde θ e ϕ são os ângulos polar e azimutal, respectivamente e θ_0 e ϕ_0 são os ângulos de equilíbrio da magnetização.

Para ilustrar uma aplicação desta equação nos resultados de FMR, será considerado um filme com anisotropia cúbica crescido na direção [100], submetido a um campo externo sobre o seu plano. A expressão para a densidade de energia para este caso é da forma:

$$\begin{aligned} \frac{E}{V} = & -M_s H [\sin \theta \sin \theta_H \cos(\phi - \phi_H) + \cos \theta \cos \theta_H] + \frac{1}{4} K_{C1} (\sin^4 \theta \sin^2 2\phi + \sin^2 2\theta) \\ & + 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta - K_n \cos^2 \theta. \end{aligned} \quad (2.62)$$

Onde, o primeiro termo desta equação representa a energia Zeeman (Equação 1.5), o segundo termo e a anisotropia cúbica para a direção de crescimento [100] (Equação 1.27), o terceiro termo é a anisotropia de forma (Equação 1.13) e o quarto termo é a energia associada à anisotropia perpendicular do filme.

Reescrevendo a Equação 2.62 em termos dos campos de anisotropia e fazendo $\theta_H = 90^\circ$, teremos:

$$\frac{E}{V} = -M_s H \cos(\phi - \phi_H) + \frac{1}{8} M_s H_C \sin^2 2\phi + 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta - \frac{1}{2} M_s H_n \cos^2 \theta. \quad (2.63)$$

Onde $H_C = \frac{2K_{C1}}{M}$ e $H_n = \frac{2K_n}{M}$.

Fazendo as derivadas parciais de segunda ordem para a expressão da densidade de energia, Equação 2.66, encontra-se:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} = 4\pi M_s^2 (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta) + M_s H_n (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta). \quad (2.64)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} = M_s H \cos(\phi - \phi_H) + M_s H_C (\cos^2 2\phi - \sin^2 2\phi). \quad (2.65)$$

Entretanto, o cálculo do ângulo de equilíbrio da magnetização ϕ_0 , só pode ser realizado numericamente, através da minimização da energia, da qual variando os parâmetros M, H_C, H_n é possível ajustar o resultado teórico as medidas experimentais.

Capítulo 3

Resultados e Interpretações

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados experimentais obtidos para um filme simples de ferro e tricamadas magnéticas de ferro/cromo/ferro. Ambas as estruturas foram depositadas por *Sputtering* DC sobre substrato de óxido de magnésio orientado na direção (100). Na seção 3.1, serão discutidos os resultados das curvas de magnetização de uma mostra de MgO(100)/Fe(160Å) em conjunto com os ajustes numéricos obtidos por simulação computacional. Na seção 3.2, são apresentados os resultados obtidos pelas curvas de magnetização e ressonância ferromagnética para um conjunto de tricamadas MgO(100)/Fe(80Å)/Cr(t)/Fe(80Å), que tiveram a espessura da camada metálica não magnética variada, para estudar o comportamento dos acoplamentos *bilinear* e *biquadrático*. A análise dos resultados experimentais será baseada na fundamentação teórica da energia livre magnética.

3.1 Filme ferromagnético de MgO(100)/Fe(160Å)

Nesta seção são explicados os resultados experimentais das curvas de magnetização da amostra de MgO(100)/Fe(160Å) realizadas pela técnica MOKE, em conjunto com um ajuste numérico da simulação computacional realizada. O filme de Fe foi crescido sobre substrato de MgO(100) à temperatura de 300°C. Para prevenir oxidação do filme de ferro foi depositada sobre este filme uma fina camada de Cr (9Å).

3.1.1 Interpretação das curvas de magnetização

Para interpretar os resultados experimentais das curvas de magnetização será utilizado o modelo fenomenológico de Stoner-Wohlfarth. Neste modelo, o material é considerado como um monodomínio magnético, assim a magnetização é considerada homogênea em toda a amostra.

Este modelo permite encontrar as posições de equilíbrio da magnetização no filme ferromagnético a partir da minimização da energia livre magnética do sistema.

A partir das curvas de magnetização (histerese) podem-se extrair importantes informações sobre o comportamento do material avaliado, tais como:

1) A magnetização de saturação M_s , que é a magnetização da amostra quando todos os momentos magnéticos estão alinhados na direção do campo magnético aplicado, resultando no maior valor da magnetização;

2) A magnetização remanente, que é a magnetização da amostra quando o valor do campo magnético aplicado é nulo ($H = 0$);

3) O campo coercivo H_c , que é o valor do campo magnético aplicado necessário para anular a magnetização da amostra (quando $M = 0$).

Utilizando o sistema de eixos com as coordenadas esféricas da Figura 3.1, a expressão da energia livre magnética total, por volume, para a amostra de Fe submetida ao campo magnético externo, pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \frac{E_T}{V} = & -M_s H [\sin \theta \sin \theta_H \cos(\phi - \phi_H) + \cos \theta \cos \theta_H] + \frac{1}{4} K_{C1} (\sin^4 \theta \sin^2 2\phi + \sin^2 2\theta) \\ & - K_{ef} \cos^2 \theta, \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde o primeiro termo desta equação é a energia Zeeman (interação com campo magnético externo aplicado) (Equação 1.5), o segundo termo é a energia da anisotropia cúbica para a direção de crescimento [100] (Equação 1.27) e o terceiro termo é a energia da anisotropia de superfície efetiva (Equação 1.14).

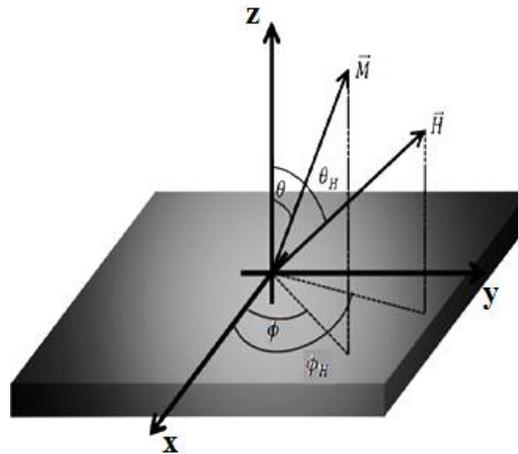


FIGURA 3.1 - Sistema de eixos coordenados com os ângulos esféricos (θ, ϕ) , utilizado para escrever as energias livres magnéticas da amostra de Fe.

Na Equação 3.1, temos que a energia de anisotropia de superfície efetiva faz a magnetização permaneça no plano do filme, pois a configuração que minimiza essa energia implica em $\theta = \pi/2$ ou $\theta = 3\pi/2$. Dessa forma, esse termo de energia assume o valor nulo para filmes com a magnetização no plano. Com isso, podemos fazer $\theta = \theta_H = \frac{\pi}{2}$, e escrever a Equação 3.1 da seguinte maneira:

$$\frac{E_T}{V} = -M_s H \cos(\phi - \phi_H) + \frac{1}{4} K_{C1} \sin^2 2\phi. \quad (3.2)$$

É comum escrever esta última equação em termos do campo de anisotropia cúbica H_k [8], dado por:

$$H_k = \frac{2K_{C1}}{M_s}. \quad (3.3)$$

Substituindo a equação 3.3 em 3.2 e reorganizando os termos, teremos:

$$\varepsilon = \frac{E_T}{M_s V} = -H \cos(\phi - \phi_H) + \frac{1}{8} H_k \sin^2 2\phi. \quad (3.4)$$

Aqui, para simplificar a notação, usamos o símbolo ε para representar a densidade de energia por unidade de magnetização para o filme de Fe. H é o valor do campo magnético aplicado, ϕ é o ângulo no plano da amostra que a magnetização faz com o eixo fácil e ϕ_H é o ângulo no plano da amostra que o campo magnético faz com o eixo fácil, veja Figura 3.2 (a).

No equilíbrio, a magnetização aponta ao longo da direção definida pelo ângulo ϕ_0 que minimiza a energia livre magnética (Equação 3.4). As condições para encontrar o mínimo da energia são:

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \phi}\right)_{\phi=\phi_0} = 0 \text{ e } \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \phi^2}\right)_{\phi=\phi_0} > 0. \quad (3.5)$$

Em algumas circunstâncias, as condições da Equação 3.5 aplicadas aos casos em que o campo magnético está na direção do eixo fácil ou no eixo duro, são suficientes para chegar a soluções analíticas que fornecem informações sobre os campos coercivos e campos de anisotropia. Como exemplo deste procedimento ver referências [45, 46].

Assim, usando as condições da Equação 3.5 na Equação 3.4, encontra-se:

$$H \sin(\phi - \phi_H) + \frac{1}{2} H_k \cos 2\phi \sin 2\phi = 0. \quad (3.6)$$

$$H \cos(\phi - \phi_H) + H_k (\cos^2 2\phi - \sin^2 2\phi) \geq 0. \quad (3.7)$$

Onde, as equações 3.6 e 3.7 são os resultados das derivadas parciais de primeira e segunda ordem da densidade de energia magnética, respectivamente.

Aqui, serão apresentadas as possíveis soluções analíticas para as configurações de equilíbrio da magnetização no caso de um filme com anisotropia cúbica. Isto será feito para duas direções particulares do campo magnético aplicado: (i) paralelo ao eixo-fácil e (ii) paralelo ao eixo-duro. Na Figura 3.2, está representado em (a) O sistema de eixos coordenados que mostra os ângulos em que os vetores campo magnético e magnetização fazem em relação aos eixos cristalinos da amostra. Em (b) os eixos da anisotropia cúbica em relação aos eixos cristalinos e aos lados do substrato.

A camada de Ferro foi depositada sobre um substrato de óxido de magnésio orientado na direção [100]. O parâmetro de rede do Ferro é compatível com o parâmetro diagonal da célula primitiva do substrato. Assim, a orientação cristalina do filme de ferro é rotacionada a 45° do eixo cristalográfico do MgO [47, 48]. Por isso a direção [100] do filme fica próxima a diagonal do substrato, como está ilustrada na Figura 3.2 (b).

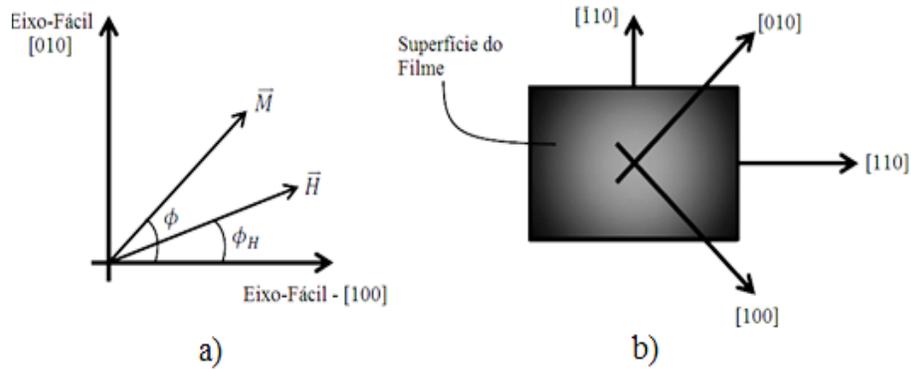


FIGURA 3.2 – Ilustração utilizada para discutir o filme de Fe com: a) ângulos entre o vetor magnetização e os eixos cristalinos, b) eixos da anisotropia cúbica em relação aos eixos cristalinos e aos lados do substrato.

Quando o campo \vec{H} está aplicado na direção do eixo-fácil ($\phi_H = 0$), ver Figura 3.2 (a), a componente da magnetização paralela ao campo é dada por $M = M_s \cos(\phi - \phi_H) = M_s \cos \phi$. Substituindo o valor de ϕ_H na Equação 3.6, se obtém:

$$H \sin \phi - \frac{1}{2} H_k \sin 2\phi = 0. \quad (3.8)$$

Com essa solução, não é possível obter uma expressão analítica para o campo coercivo em função do campo de anisotropia cúbica.

Quando o campo \vec{H} está aplicado na direção do eixo-duro, por exemplo, na direção [110] da Figura 3.2(b), temos $\phi_H = 45^\circ$. Neste caso, a componente da magnetização na direção do campo aplicado é $M = M_s \cos\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right)$. Substituindo o valor de ϕ_H na Equação 3.6 teremos:

$$H \sin\left(\phi - \frac{\pi}{4}\right) + \frac{1}{2} H_k \cos 2\phi \sin 2\phi = 0.$$

$$H \frac{\sqrt{2}}{2} (\sin \phi - \cos \phi) + \frac{1}{2} H_k \cos 2\phi \sin 2\phi = 0. \quad (3.9)$$

Neste caso, em particular, a Equação 3.9 é uma equação transcendental que não possui soluções analíticas triviais. Por isso, torna-se necessário a utilização de ferramentas matemáticas que simulem as condições das curvas de magnetização e auxiliem na interpretação dos resultados experimentais.

Num processo de reversão da magnetização, o valor de H é modificado e os valores de ϕ_H e H_k são constantes. Portanto, para cada valor de H existirá um valor de ϕ que minimizará a Equação 3.4, formando a curva de histerese magnética.

É importante salientar que a Equação 3.4, em geral, não apresenta um único mínimo para qualquer valor de H no intervalo $0 < \phi < 360^\circ$. Quando a amostra está saturada ($H \gg H_k$), a Equação 3.4 apresentará um único mínimo (ver Figura 3.3(a)). Este resultado também pode ser obtido analiticamente, pois na situação de amostra saturada a parte angular dominante é o cosseno, que apresenta um único mínimo em $\phi = \phi_H$. Quando a amostra não está saturada, então as duas funções angulares da Equação 3.4 irão competir, resultado em mais de um mínimo. Por isso é de extrema importância acompanhar a correta evolução do mínimo inicial da magnetização da amostra em seu estado saturado. A Figura 3.3 ilustra uma situação típica desta evolução.

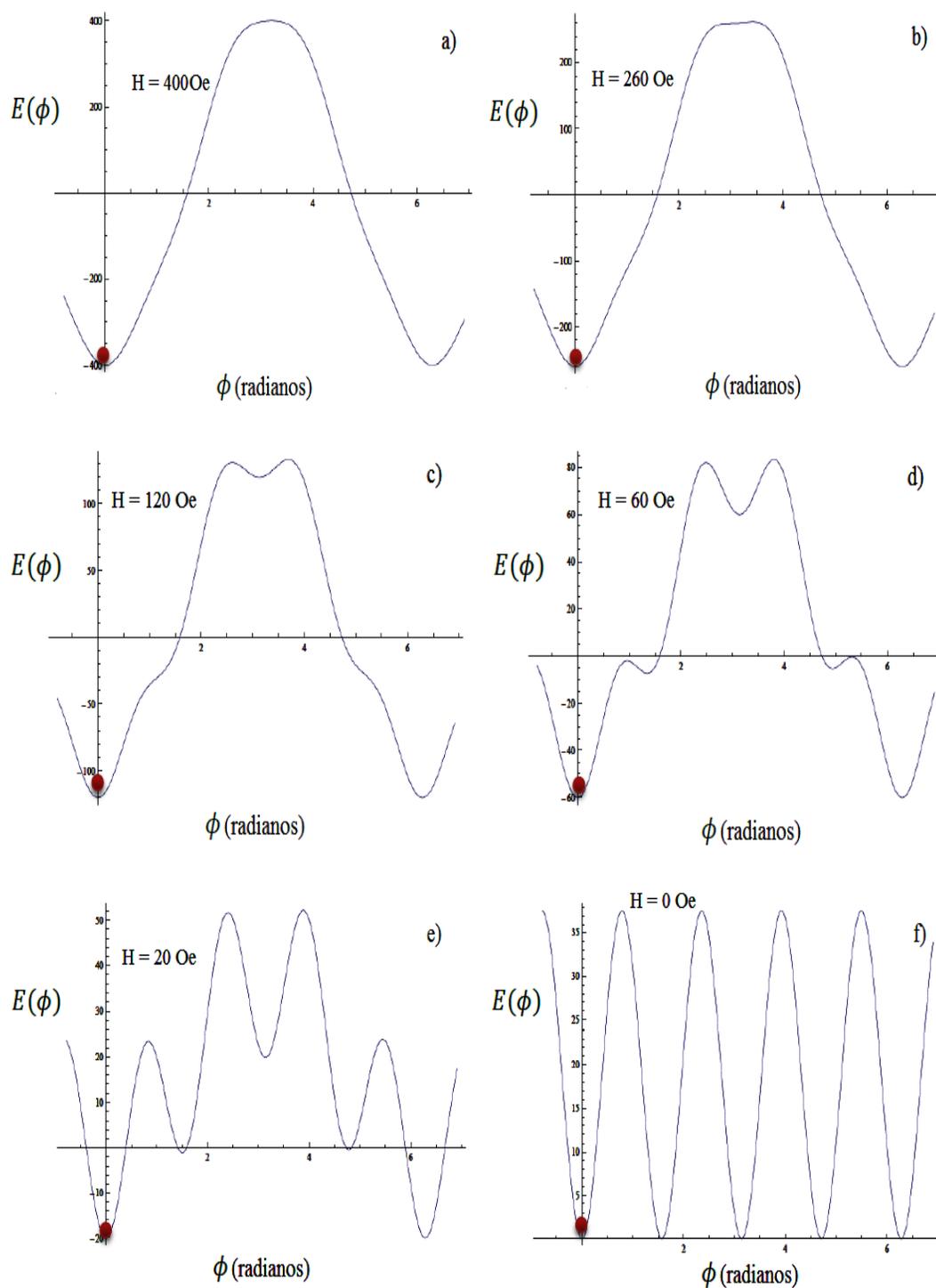


FIGURA 3.3 – (a) – (f), Ilustração da evolução do ângulo que minimiza a energia livre magnética utilizada na simulação numérica. Nas figuras estão apresentados os valores de campo magnético aplicado e a posição do mínimo correto é indicada pelo ponto vermelho.

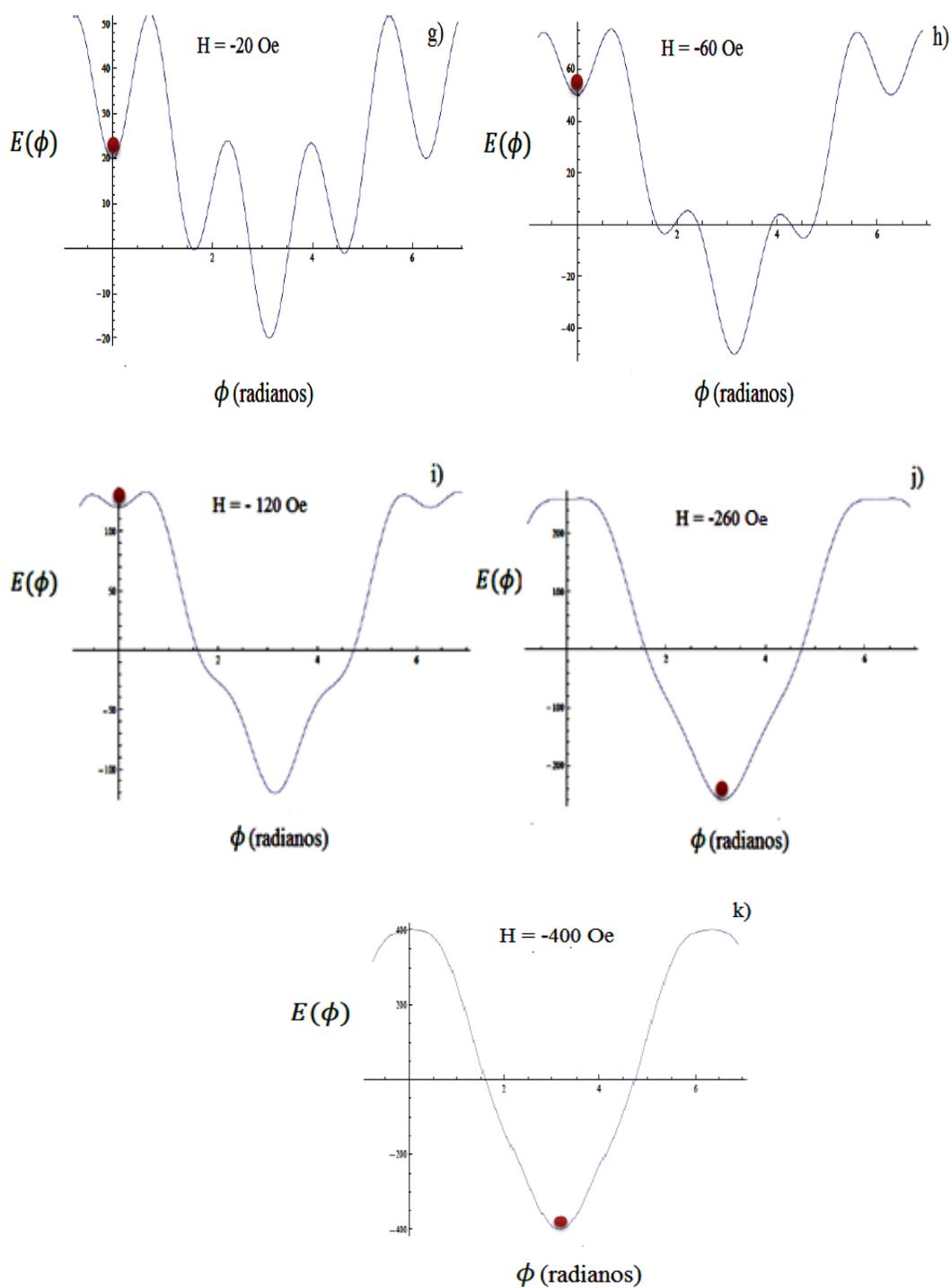


FIGURA 3.3 - (g) – (k), Ilustração da evolução do ângulo que minimiza a energia livre magnética utilizada na simulação numérica. Nas figuras estão apresentados os valores de campo magnético aplicado e a posição do mínimo correto, indicado pelo ponto vermelho.

Para encontrar os valores de campos coercivos e de anisotropia foi utilizado um algoritmo que simula as curvas de magnetização, desenvolvido na linguagem do *software* MATHEMATICA®. O procedimento consiste em encontrar o ângulo que minimiza a energia total do sistema, Equação 3.4, escolhendo os valores para o campo magnético e o campo de anisotropia. Como discutido anteriormente, esse processo numérico de minimização da energia livre pode gerar vários mínimos (locais e globais), e para fazer a escolha do mínimo correto é necessária à utilização de considerações, para acompanhar a correta evolução do mínimo inicial da magnetização da amostra em seu estado saturado, como está mostrado na Figura 3.3.

Na Figura 3.4 são mostradas as curvas de magnetização com orientação de 0° , eixo-fácil, e 45° , eixo-duro, da amostra de Fe com anisotropia cúbica de $H_k = 400 \text{ Oe}$, obtida pelo cálculo numérico.

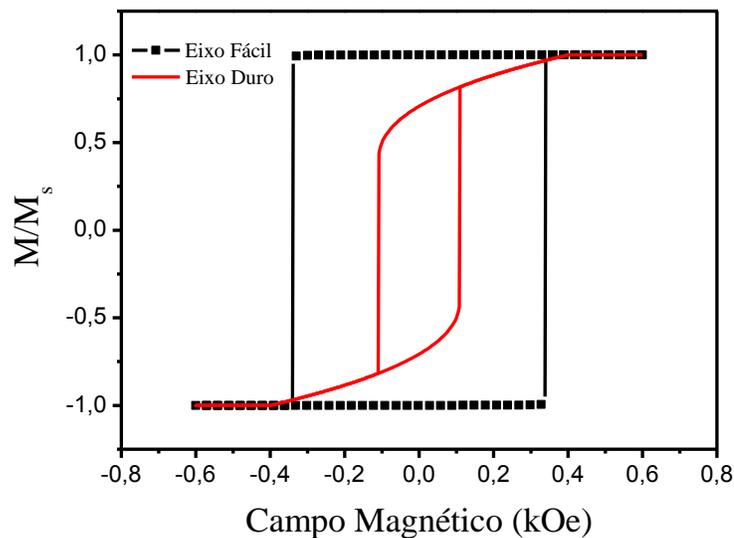


FIGURA 3.4 - Ilustração dos resultados obtidos pelo cálculo numérico das curvas de magnetização para o campo aplicado a 0° , no eixo-fácil (curva quadrada, linha pontilhada preta), e a 45° , eixo-duro (curva centrada, linha contínua vermelha), de uma amostra com anisotropia cúbica orientada na direção de crescimento [100]. O valor do campo de anisotropia usado foi de $H_k = 400 \text{ Oe}$.

3.1.2 Resultados obtidos

Nesta seção apresentamos os resultados das curvas de magnetização em conjunto com o ajuste numérico, para a orientação de 0° e 45° , eixo fácil e eixo duro, respectivamente.

Na Figura 3.5 é apresentado um resultado experimental da magnetização com o campo magnético externo aplicado paralelamente ao eixo fácil da anisotropia cúbica, isto é, direção [100] na Figura 3.2(b). Para o ajuste numérico realizado para esta curva, foi utilizado o campo de anisotropia no valor $H_k = 190 \text{ Oe}$. Como a amostra possui anisotropia cúbica, esse mesmo comportamento ocorre para o caso do campo magnético rotacionado de 90° , 180° e 270° .

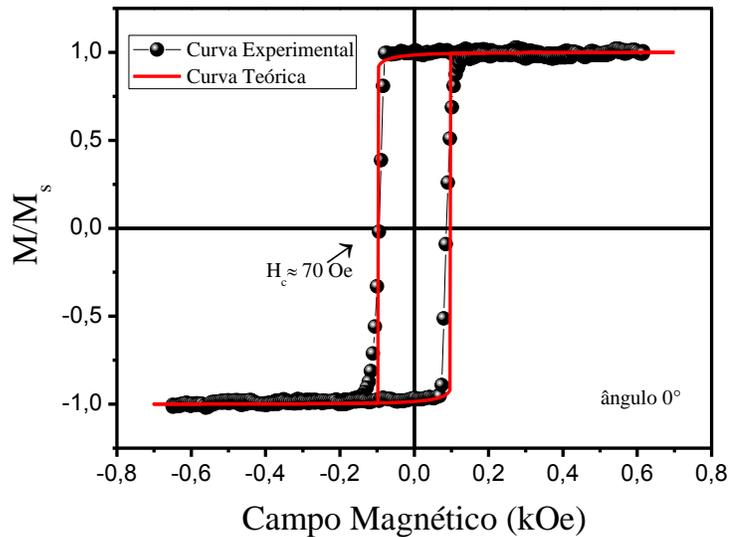


FIGURA 3.5 - Curva de magnetização para a amostra rotacionada de 0° em relação ao campo aplicado. A curva de magnetização apresenta um campo coercivo de $H_c \approx 70 \text{ Oe}$, e um campo de anisotropia de $H_k = 190 \text{ Oe}$. O resultado experimental está representado pelas bolinhas pretas, enquanto o ajuste teórico está representado pela linha vermelha.

Para interpretar o resultado da curva de magnetização da Figura 3.5, será utilizado o procedimento da competição entre as energias Zeeman e da anisotropia cúbica. Nesta situação em que o campo magnético externo é aplicado paralelamente ao eixo fácil, tanto a energia Zeeman quanto a energia de anisotropia cúbica são mínimas, não havendo assim, competição entre elas. Desta forma, a magnetização sempre permanece paralela ao eixo fácil [100] (Figura 3.2 (a) e (b)). Para o campo $H \approx 0$ a magnetização gira bruscamente da direção [100] para $[\bar{1}00]$, ou seja, o ângulo ϕ varia rapidamente de $\phi = 0^\circ$ para $\phi = 180^\circ$.

Na Figura 3.6, é apresentada uma medida com o campo magnético externo aplicado paralelamente ao eixo-duro, ou seja, orientado a 45° da direção [100]. O mesmo comportamento

da curva ocorre para os ângulos 135° , 225° e 315° . Também pra este resultado foi utilizado valor de $H_k = 190 \text{ Oe}$.

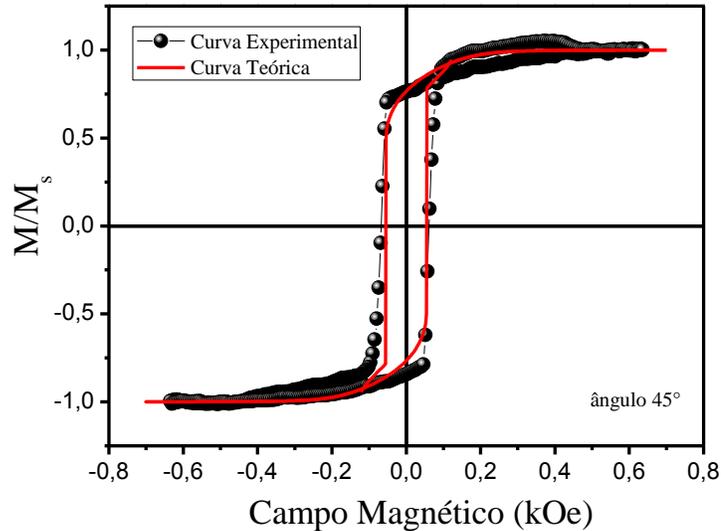


FIGURA 3.6 - Curva de magnetização e ajuste numérico para a amostra rotacionada de 45° em relação ao campo aplicado. A curva de magnetização apresenta um campo anisotropia cúbica $H_K = 190 \text{ Oe}$.

No resultado da Figura 3.6, quando a amostra está saturada ($H_s \approx 300 \text{ Oe}$), a energia Zeeman domina sobre a energia de anisotropia cúbica fazendo com que a magnetização aponte paralelamente ao campo magnético externo na direção do eixo duro, orientado a 45° da direção $[100]$ na Figura 3.2 (a). Na região em que o campo magnético $H \approx 0$, a energia de anisotropia cúbica é dominante, de modo que, a magnetização procura ficar no eixo fácil da anisotropia cúbica (direção $[010]$ na figura 3.2 (a) e 3.2 (b)), ou seja, ela minimiza a energia de anisotropia cúbica.

3.2 Tricamadas $\text{MgO}(100)/\text{Fe}(80\text{\AA})/\text{Cr}(t)/\text{Fe}(80\text{\AA})$

O objetivo desta seção é estudar o comportamento dos acoplamentos magnéticos bilinear e biquadrático para uma série de tricamadas Ferro/Cromo/Ferro, variando as espessuras do Cr. No primeiro momento, será realizada uma discussão qualitativa da energia livre magnética para o sistema de tricamadas e a relação das curvas de magnetização com os campos de acoplamento

bilinear H_{Bl} e biquadrático H_{Bq} . Em seguida, serão apresentados os resultados experimentais obtidos através das técnicas de magnetometria por efeito Kerr magneto-óptico e ressonância ferromagnética (FMR) para o conjunto de amostras. Vale salientar, que as curvas de magnetização para as amostras Fe/Cr (16Å) /Fe e Fe/Cr (19Å) /Fe foram obtidas pela técnica VSM montada no Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco, em virtude de problema técnico no equipamento MOKE do DFTE - UFRN.

Nesta dissertação foi investigado um conjunto de cinco amostras de Fe (80Å)/Cr(t)/Fe (80 Å) depositadas, sobre substrato de MgO (100), com a espessura de Cr variada de $9\text{Å} < t < 40\text{Å}$, correspondente aos dois primeiros picos antiferromagnéticos para o material [49]. Durante o processo de deposição, os substratos foram aquecidos a 600°C por 20 min, e mantidos a esta temperatura durante a deposição da camada *buffer* de Cr (100 Å). Após a deposição da camada *buffer*, o substrato foi resfriado até a temperatura de 300°C , para a deposição das camadas de Fe e Cr subsequentes. Para completar e proteger a estrutura contra oxidações foi depositado uma fina camada de Cr (9 Å) como camada final (*cap layer*). Na Tabela 3.1 são apresentados os parâmetros detalhados das deposições das amostras.

Tabela 3.1 – Parâmetros de deposição das amostras.

| Composição das Amostras | P.Base (Torr) | P.Trabalho (Torr) | Potência (W) Fe/Cr | Tensão (V) Fe/Cr | Corrente (mA) Fe/Cr | Fluxo (SCCM) |
|-------------------------|----------------------|----------------------|--------------------------|------------------------|---------------------------|-----------------|
| Fe(80Å)/Cr(9Å)/Fe(80Å) | $6,8 \times 10^{-6}$ | $2,1 \times 10^{-3}$ | 22/13 | 358/306 | 60/40 | 33 |
| Fe(80Å)/Cr(13Å)/Fe(80Å) | 8×10^{-6} | $2,1 \times 10^{-3}$ | 23/14 | 368/326 | 60/40 | 33 |
| Fe(80Å)/Cr(16Å)/Fe(80Å) | $3,2 \times 10^{-6}$ | $2,1 \times 10^{-3}$ | 23/14 | 370/323 | 60/40 | 33 |
| Fe(80Å)/Cr(19Å)/Fe(80Å) | $6,2 \times 10^{-6}$ | $2,1 \times 10^{-3}$ | 22/13 | 362/305 | 60/40 | 33 |
| Fe(80Å)/Cr(40Å)/Fe(80Å) | $4,2 \times 10^{-6}$ | $2,1 \times 10^{-3}$ | 22/13 | 257/315 | 60/40 | 33 |

3.2.1 Análise da curva de magnetização para as tricamadas

Como explicado na seção 1.3 do Capítulo 1, multicamadas formadas por duas camadas de material ferromagnético, separadas por uma camada de material metálico não magnético, apresentam interação entre as camadas ferromagnéticas. Esta interação depende da natureza química e da espessura da camada não magnética, assim como da qualidade das interfaces. O comportamento geral dessas estruturas magnéticas, com o acoplamento bilinear e biquadrático pode ser bem descrito em termos da energia livre magnética do sistema, e a partir desta, encontrar as posições de equilíbrio da magnetização na multicamada.

Considerando dois filmes ferromagnéticos com estruturas cristalinas cúbicas de mesma espessura d , separados por uma camada metálica não magnética, com espessura t , representados pela Figura 3.5. Podemos escrever a energia livre magnética para este sistema como:

$$E_T = E_Z + E_C + E_{Bl} + E_{Bq}, \quad (3.10)$$

onde E_Z é a energia Zeeman (originada da interação entre as camadas ferromagnéticas e o campo externo aplicado) (Equação 1.1), E_C é a energia da anisotropia magnetocristalina cúbica (Equação 1.26) e E_{Bl} e E_{Bq} são as energias dos acoplamentos bilinear (Equação 1.43) e biquadrático (Equação 1.47), respectivamente.

Assumindo que as magnetizações são uniformes em ambas as camadas ferromagnéticas e que o campo magnético externo \vec{H} , é aplicado no plano do filme, podemos escrever a energia por unidade de volume e por unidade de magnetização para a tricamada como:

$$\frac{E_T}{VM_s} = - \sum_{i=1}^2 \left[H \cos(\phi_i - \phi_H) - \frac{1}{8} H_C \sin^2 2\phi_i \right] - H_{Bl} \cos(\phi_1 - \phi_2) + H_{Bq} \cos^2(\phi_1 - \phi_2). \quad (3.11)$$

Onde $H_C = \frac{2K_{C1}}{M_s}$, $H_{Bl} = \frac{J_{Bl}}{dM_s}$ e $H_{Bq} = \frac{J_{Bq}}{dM_s}$ são os campos efetivos escritos em termos das constantes de anisotropia cúbica K_{C1} , de acoplamento bilinear J_{Bl} e de acoplamento biquadrático J_{Bq} . As variáveis ϕ_H , ϕ_1 e ϕ_2 são, respectivamente, os ângulos do campo aplicado e de equilíbrio das magnetizações em relação ao eixo fácil, ver Figura 3.7.

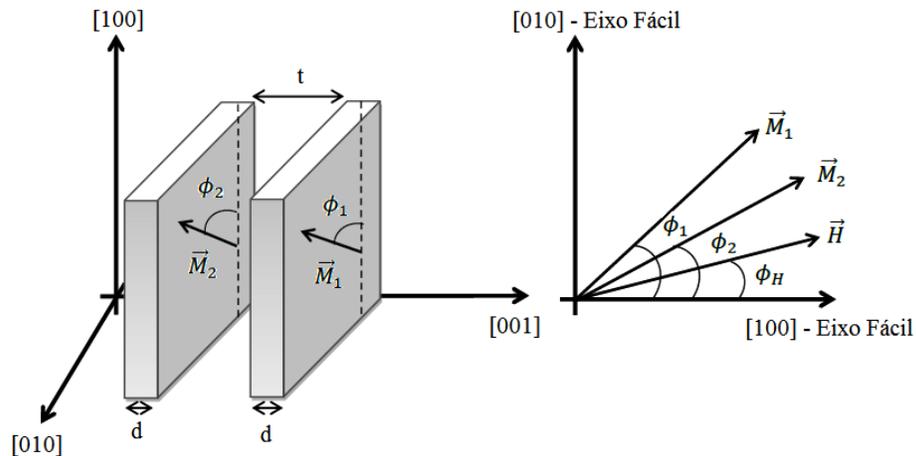


FIGURA 3.7 – Geometria e sistema de eixos usado para escrever a energia livre magnética para a tricatada. Perceba que as camadas estão orientadas no plano (001) e o símbolo t (acima da flecha de ponta dupla) representa a espessura da camada não magnética.

A posição de equilíbrio da magnetização pode ser determinada usando as condições da Equação 3.5, na energia livre magnética da tricatada, Equação 3.11, em relação aos ângulos ϕ_1 e ϕ_2 . Porém, para este caso, também ocorrem dificuldades no tratamento matemático dos resultados encontrados, levando a equações transcendentais que não possuem soluções analíticas.

O desenvolvimento de uma simulação numérica, como foi feito para o filme simples, contribuiria para auxiliar no entendimento dos resultados experimentais. Mas este ajuste não foi realizado, por que no caso das tricatadas o desenvolvimento do algoritmo que considere apenas os mínimos locais, exige uma elaboração maior do que no caso dos filmes simples.

Assim, para entender o comportamento dos campos de acoplamento bilinear H_{Bl} e biquadrático H_{Bq} para as tricatadas, é mais oportuno tratar das configurações das magnetizações e obter expressões analíticas dos campos críticos nos limites entre as fases da curva de magnetização.

A partir do módulo e dos sinais das constantes dos campos de acoplamentos, podem ser feitas diversas análises para as configurações resultantes das magnetizações M_1 e M_2 . Por exemplo, considerando apenas as energias de acoplamentos entre as camadas (acoplamentos bilinear e biquadrático), temos as seguintes possibilidades:

(i) Para $|H_{Bl}| > H_{Bq}$ e $H_{Bl} > 0$. Neste caso \vec{M}_1 e \vec{M}_2 são acopladas ferromagneticamente. A Figura 3.8 (a) ilustra esta situação;

(ii) Para $|H_{Bl}| > H_{Bq}$ e $H_{Bl} < 0$. Neste caso \vec{M}_1 e \vec{M}_2 apresentam acoplamento antiferromagnético. A Figura 3.8 (b) ilustra esta situação;

(iii) Entretanto se $H_{Bq} > |H_{Bl}|$, e como H_{Bq} é sempre positivo, as magnetizações nos dois filmes preferem se alinhar a 90° , mantendo-se no plano, uma da outra, assim como ilustrado na Figura 3.8 (c).

Vale salientar que todas essas configurações para as magnetizações, ilustradas pela Figura 3.8 (a) - (c), só ocorrem para valores de campo magnético externo com $H \approx 0$, ou seja, a energia Zeeman não é atuante.

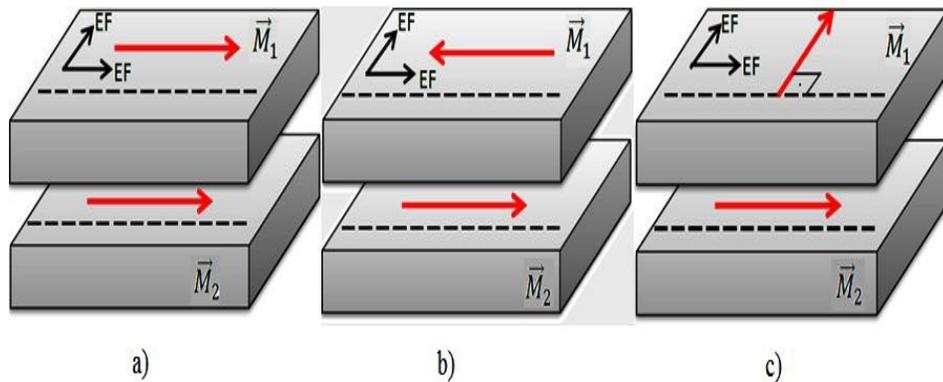


FIGURA 3.8 – Ilustração da orientação relativa das magnetizações das camadas ferromagnéticas, para a configuração a) ferromagnética, b) antiferromagnética e c) 90° ,

Para estudar a influência dos campos de acoplamento na curva de magnetização, assumimos que o campo magnético é aplicado na direção do eixo fácil, com $\phi_H = 0$ na figura 3.7.

Iniciamos por discutir o caso da curva de magnetização com o acoplamento antiferromagnético, ou seja, quando $H_{Bl} < 0$ e seu módulo é $|H_{Bl}| > H_{Bq}$. Na figura 3.9 está representada uma curva de magnetização para uma tricamada com acoplamento antiferromagnético, caracterizada por dois campos críticos H_{C1} , que separa a fase antiferromagnética da fase de 90° e H_{C2} , que separa a fase 90° da fase saturada.

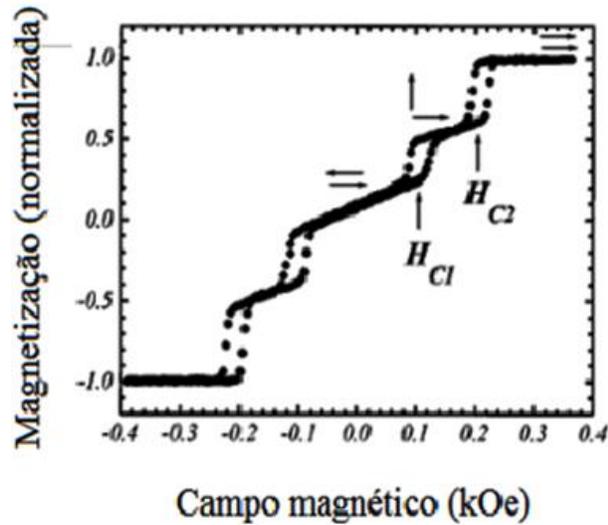


FIGURA 3.9 – Curva de magnetização experimental com acoplamento antiferromagnético. A curva é caracterizada por dois campos críticos H_{C1} e H_{C2} e uma região de magnetização nula em torno do campo zero. As setas ilustram as orientações relativas das magnetizações para cada intervalo de campo magnético. Resultado retirado da referência [50].

A expressão para o campo crítico H_{C1} pode ser determinada pela condição de continuidade de energia entre as fases antiferro e 90° da curva de magnetização, por:

$$E(\phi_1 = -90^\circ, \phi_2 = 90^\circ, \phi_H = 0^\circ) = E(\phi_1 = 0^\circ, \phi_2 = 90^\circ, \phi_H = 0^\circ). \quad (3.12)$$

Substituindo estas condições na equação 3.11, teremos:

$$H_{C1} = -(H_{Bl} + H_{Bq}). \quad (3.13)$$

Da mesma forma, para obter o campo H_{C2} entre as fases 90° e saturada, fazemos:

$$E(\phi_1 = 0^\circ, \phi_2 = 90^\circ, \phi_H = 0^\circ) = E(\phi_1 = 0^\circ, \phi_2 = 0^\circ, \phi_H = 0^\circ). \quad (3.14)$$

Novamente, substituindo a condição da equação 3.14 na equação 3.11, H_{C2} será dado por:

$$H_{C2} = -(H_{Bl} - H_{Bq}). \quad (3.15)$$

Na Figura 3.10, é ilustrado um diagrama de fase para os casos das Equações 3.13 e 3.15.

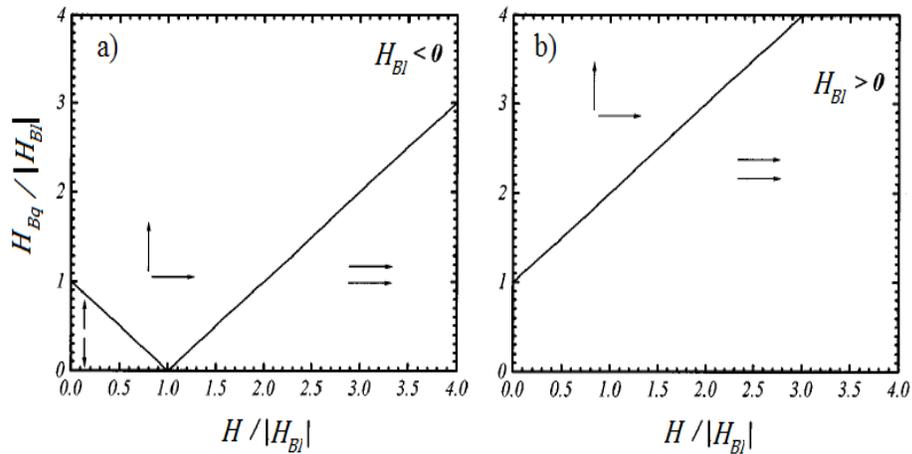


FIGURA 3.10 – diagrama de fase para acoplamento a) antiferromagnético e b) ferromagnético para tricamada. As setas indicam as posições relativas das magnetizações nos dois filmes para cada fase do acoplamento. Informação retirada da referência [50].

A partir dos valores medidos dos campos críticos H_{C1} e H_{C2} pelas Equações 3.13 e 3.15, podemos determinar os campos de acoplamento *bilinear* e *biquadrático*, na forma:

$$H_{BI} = -(H_{C1} + H_{C2})/2. \quad (3.16)$$

$$H_{Bq} = (H_{C2} - H_{C1})/2. \quad (3.17)$$

Quando a curva de magnetização apresenta somente o campo crítico H_{C2} , dado pela equação 3.15, não é possível, obter os valores dos campos de acoplamento, diretamente das curvas de magnetização. Note que quando existe apenas o campo crítico H_{C2} a curva de histerese no eixo fácil (ver figura 3.11), na faixa de campo próximo de zero, apresenta uma mudança da magnetização medida de $+\frac{M_S}{2}$ para $-\frac{M_S}{2}$, sem assumir o valor nulo. A partir deste fato poderíamos concluir que o acoplamento bilinear é do tipo ferromagnético. No entanto esta conclusão é falsa, pois existe uma ambiguidade em dois casos, que proporcionam curvas de histerese magnética similares, são eles:

(i) $H_{Bq} > |H_{BI}|$ e $H_{BI} > 0$. Neste caso quando a energia Zeeman não contribui na competição entre os termos energéticos, ou seja, próximo de campo nulo ($-H_{C2} < H < H_{C2}$) temos as seguintes conclusões: o acoplamento bilinear faz com que as duas magnetizações fiquem paralelas e no mesmo sentido. Entretanto, o biquadrático dominante força a configuração

perpendicular, mantendo cada magnetização em um eixo fácil diferente (ver Figura 3.12). Com isso o valor da magnetização medida (magnetização paralela ao campo magnético aplicado) assume os valores de $+\frac{M_S}{2}$ quando $0 < H < H_{C2}$ e $-\frac{M_S}{2}$ quando $-H_{C2} < H < 0$. O resultado final é a curva de histerese ilustrada na figura 3.11.

(ii) $H_{Bq} \gg |H_{Bl}|$ e $H_{Bl} < 0$. Novamente, considerando a faixa de campo magnético em que a energia Zeeman não é relevante, temos as seguintes conclusões: o acoplamento bilinear poderia forçar as magnetizações ficarem antiparalelas, mas como o acoplamento *biquadrático* apresenta intensidade maior, então a configuração será perpendicular. Cada magnetização ficará em um eixo fácil diferente para minimizar a energia da anisotropia cúbica (ver Figura 3.12). Como resultado final terá a curva de histerese da Figura 3.11.

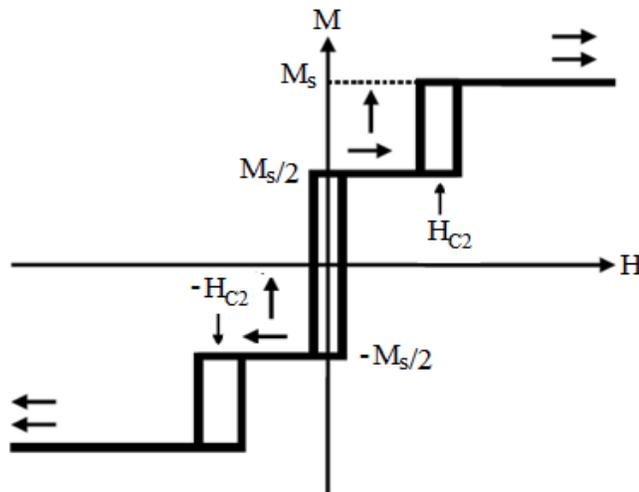


FIGURA 3.11 – Ilustração de uma curva de magnetização no eixo fácil com o campo de acoplamento biquadrático da mesma ordem do acoplamento bilinear. As setas representam as configurações das magnetizações para as diferentes regiões de valores dos campos magnéticos.

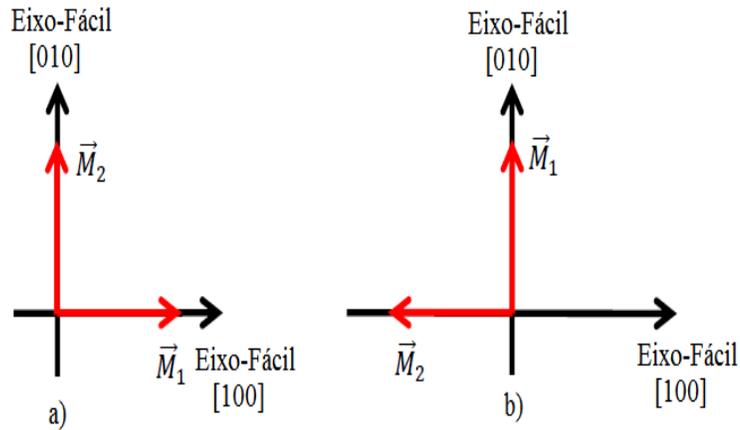


FIGURA 3.12 – Ilustração da configuração das magnetizações para $H_{Bq} \gg |H_{Bl}|$ próximo à faixa de campo zero. Onde a) $0 < H < H_{C2}$ e b) $-H_{C2} < H < 0$

Portanto, levando em consideração as explicações dos itens (i) e (ii) acima não podemos afirmar que, quando a curva de histerese apresenta apenas o campo crítico H_{C2} , não há possibilidade de determinar se o acoplamento bilinear é ferromagnético ou antiferromagnético.

A Figura 3.13(a) mostra o resultado experimental da amostra Fe(80Å)/Cr(16Å)/Fe(80Å), obtido da curva de magnetização com o campo H aplicado paralelamente a um dos eixos fáceis da simetria cúbica, veja a figura 3.7. Para a interpretação qualitativa deste resultado experimental, nos basearemos na competição entre as energias magnéticas do sistema, descritas pela Equação 3.11.

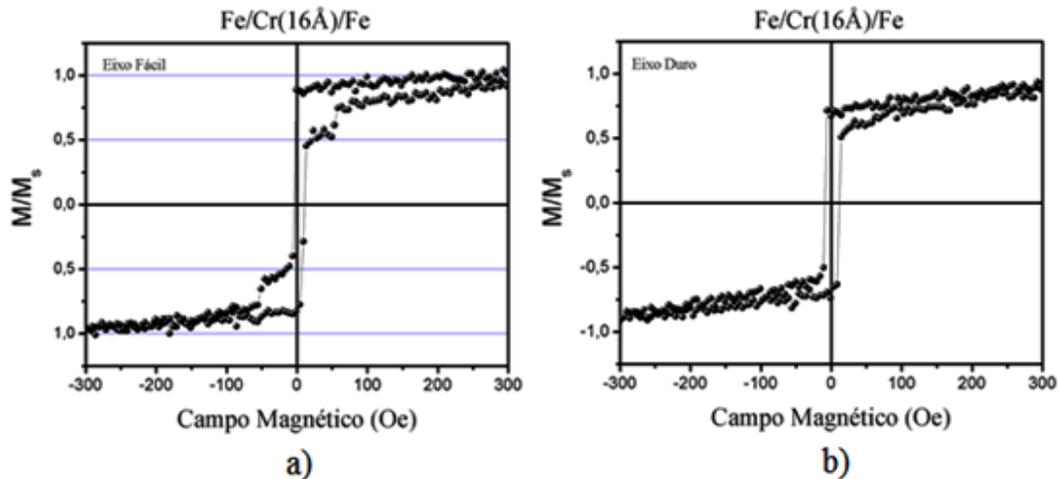


FIGURA 3.13 – (a) curva de magnetização no eixo fácil para amostra e b) curva de magnetização no eixo duro para amostra Fe/Cr (16Å) /Fe. As linhas laterais no gráfico (a) servem para indicar que o degrau ocorre na metade do valor da magnetização de saturação da amostra. Estes resultados foram obtidos por VSM.

Para o nosso resultado, quando $H > 300$ Oe, as magnetizações dos dois filmes ficam paralelas ($\phi_1 - \phi_2 = 0$), ou seja, no estado saturado. Pois, a energia Zeeman somada à energia de anisotropia cúbica, é muito maior do que as energias dos acoplamentos entre as camadas ferromagnéticas, assim como na Figura 3.11. À medida que o campo magnético é reduzido, as magnetizações giram bruscamente para minimizar a energia magnética livre total, e nas regiões de campos da ordem 0 Oe $<H < 60$ Oe as energias associadas aos acoplamentos se tornam mais relevantes do que a energia Zeeman. De modo, que nessa região de campo as magnetizações ficam praticamente perpendiculares entre si, ($\phi_1 - \phi_2 = 90^\circ$), e assim observa-se um “degrau” na curva de magnetização correspondente a metade da magnetização de saturação.

A diferença da curva de magnetização obtida para a amostra Fe/Cr(16Å)/Fe de outros resultados para a mesma situação, como por exemplo, os resultados da referência [51], são os valores de campo onde ocorre a transição de fase entre o estado saturado e 90° das magnetizações, que no nosso caso são da ordem de 55 Oe. Este pequeno valor de campo onde ocorre a transição de fase para a configuração das magnetizações, indica que as condições de rugosidade, pureza na interface e boa epitaxia, para o aparecimento dos acoplamentos *bilinear* e *biquadrático* intenso não foram satisfeitas.

A seguir apresentamos os resultados experimentais das curvas de magnetização obtidas para as demais de amostras MgO(100)/Fe(80Å)/Cr(t)/Fe(80Å).

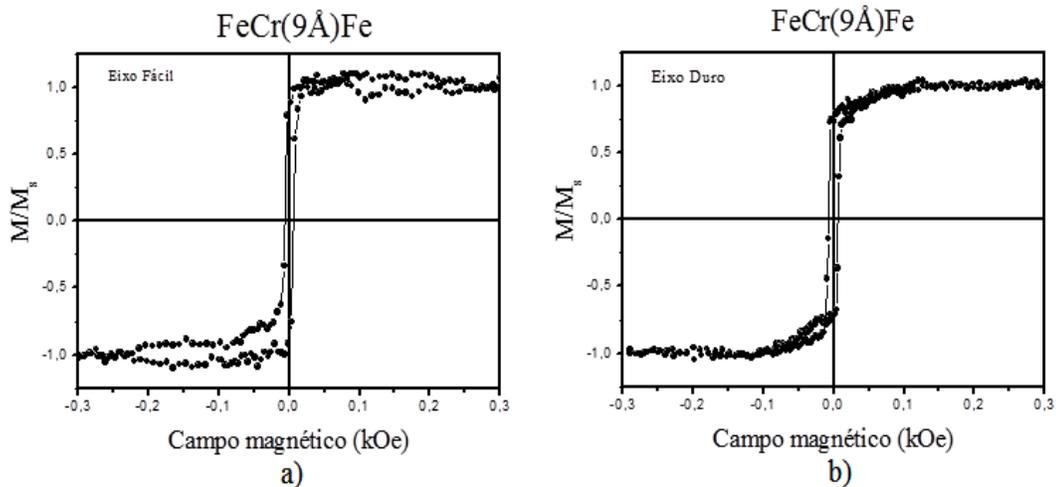


FIGURA 3.14 – (a) curva de magnetização para o eixo fácil e (b) curva de magnetização para o eixo duro da amostra Fe/Cr (9Å) /Fe.

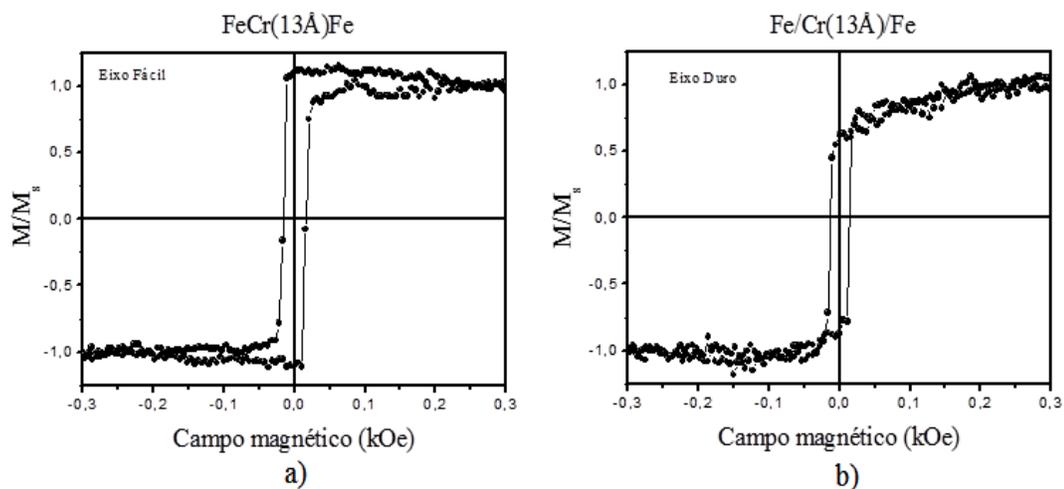


FIGURA 3.15 – (a) curva de magnetização para o eixo fácil Fe/Cr(13Å)/Fe e b) Curva de magnetização para o eixo duro da amostra Fe/Cr(13Å)/Fe.

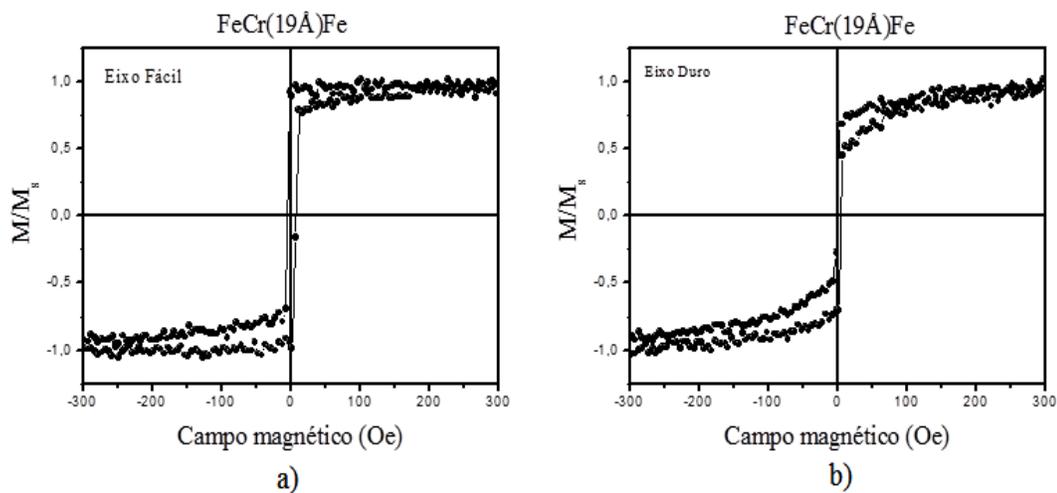


FIGURA 3.16 – (a) curva de magnetização para o eixo fácil e (b) Curva de magnetização para o eixo duro da amostra Fe/Cr(19Å)/Fe. Estes resultados foram obtidos por VSM.

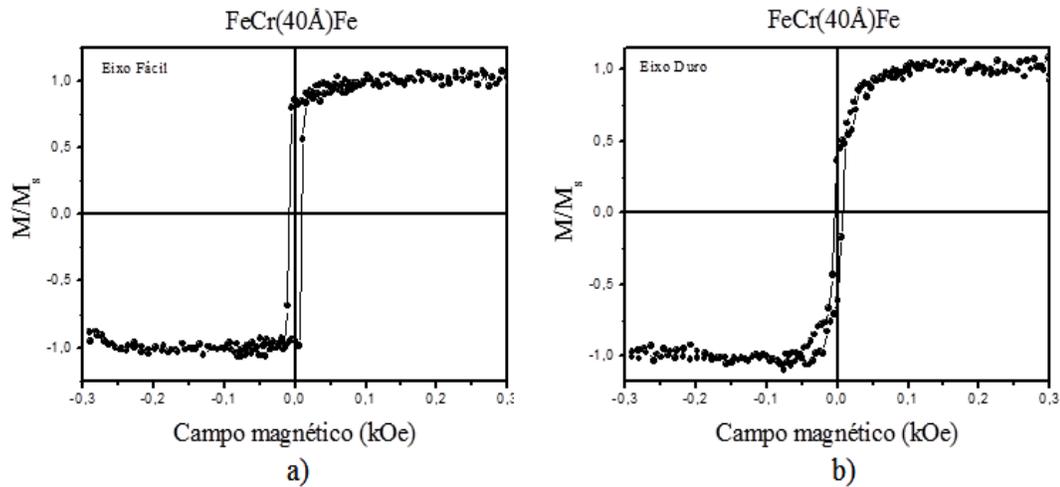


FIGURA 3.17 – (a) curva de magnetização para o eixo fácil e (b) curva de magnetização para o eixo duro da amostra Fe/Cr(40Å)/Fe.

As amostras com espessura de Cr = 9 Å, 13 Å, 19 Å, 40 Å, não apresentaram o padrão típico para o acoplamento *biquadrático*. Isto se deve a não epitaxia das amostras como é apresentado pela anisotropia do campo de ressonância, medida através da técnica de ressonância ferromagnética (FMR). As análises dos resultados de FMR serão feitos na seção seguinte.

3.2.2 Ressonância ferromagnética

Os espectros de FMR foram obtidos à frequência de 11 GHz numa cavidade ressonante, com o objetivo de investigar a epitaxia e a influência dos acoplamentos *bilinear* e *biquadrático* nos parâmetros magnéticos do conjunto de amostras. Os resultados dos campos de ressonância ferromagnética e a largura de linha são medidos em função do ângulo azimutal do campo aplicado na amostra. A largura de linha pode ser usada para caracterizar mecanismos de relaxação intrínsecos da magnetização e determinar a não homogeneidade magnética das amostras.

Em geral, os campos de ressonância e os valores de largura de linha são sensíveis a propriedades como: as anisotropias de superfície, interações magnéticas entre os diferentes elementos na interface, e não homogeneidade magnética e estrutural das amostras.

Primeiro, apresentamos o resultado para a amostra de Fe/Cr(16Å)/Fe. O resultado obtido revela um espectro comum para as amostras monocristalinas orientadas na direção [100]. Esta amostra não apresentou o modo ótico, possivelmente em virtude das espessuras das camadas ferromagnéticas serem idênticas, como exposto pela referência [22].

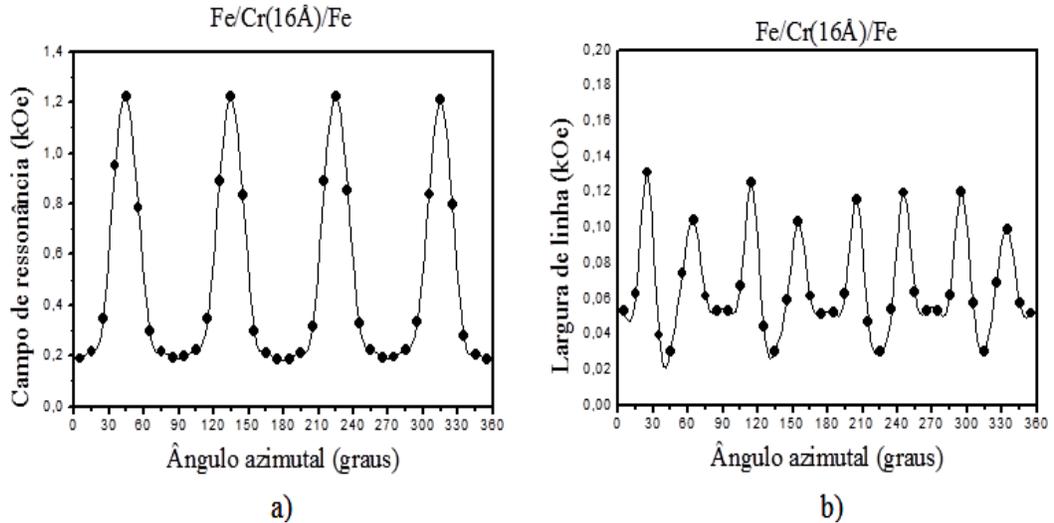


FIGURA 3.18 – (a) Campo de ressonância em função do ângulo azimutal para a amostra de Fe/Cr (16Å) /Fe; (b) largura de linha em função do ângulo azimutal para a amostra de Fe/Cr (16Å) /Fe. A linha que contorna os pontos é apenas um guia para os olhos.

A boa epitaxia desta amostra ajuda a compreender porque somente para esta espessura da camada de Cr, obtivemos o acoplamento *biquadrático* revelado pela curva de magnetização na Figura 3.13. É importante salientar que, assim como a anisotropia do campo de ressonância, os acoplamentos *bilinear* e *biquadrático* dependem fortemente da qualidade da interface entre as camadas existentes. Portanto, como as medidas de FMR revelaram boa epitaxia, então podemos concluir que a existência dos acoplamentos *bilinear* e *biquadráticos* é esperada.

A amostra de Fe/Cr (19Å) /Fe apresentou dois modos ressonantes, e com variação do campo de ressonância menor do que a amostra de Fe/Cr (16Å) /Fe. Os modos ressonantes correspondem a uma precessão uniforme da magnetização em cada camada ferromagnética, mas no caso da tricamada, este movimento de precessão está acoplado.

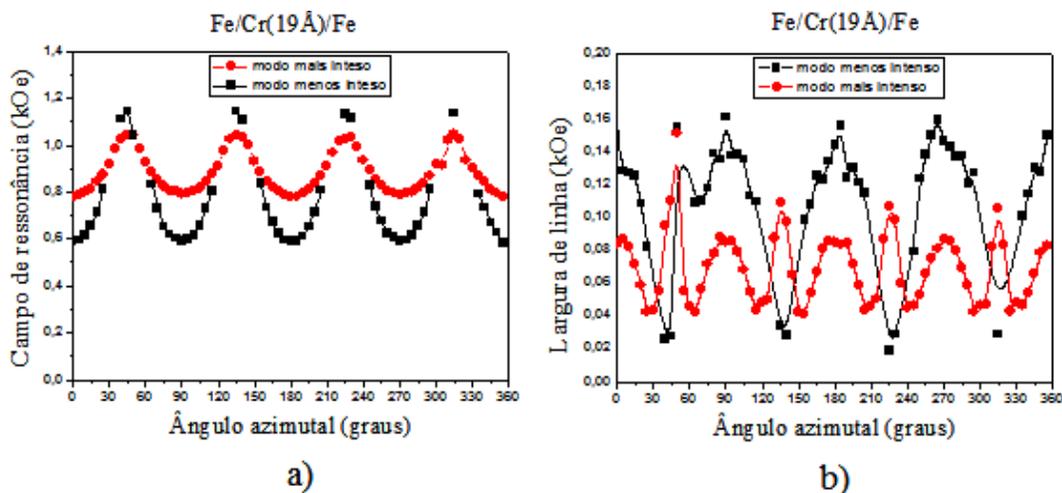


FIGURA 3.19 – (a) Campo de ressonância em função do ângulo azimutal para a amostra de Fe/Cr (19Å) /Fe, (b) Largura de linha em função do ângulo azimutal para a amostra de Fe/Cr (19Å) /Fe. A linha que contorna os pontos é apenas um guia para os olhos.

As demais amostras Fe/Cr(9Å)/Fe, Figura 3.20, Fe/Cr (13Å) /Fe, Figura 3.21 e Fe/Cr(40Å)/Fe, na Figura 3.22, apresentaram uma amplitude de variação do campo de ressonância muito inferior ao da amostra de Fe (80Å) /Cr (16Å) /Fe, Figura 3.18, revelando a não epitaxia dessas amostras.

Uma conclusão importante diz respeito aos mecanismos de relaxação da magnetização dessas estruturas, que são revelados pela anisotropia da largura de linha. Cada mecanismo de relação, tais como interação magnon-fônon, magnon-elétron, magnon-magnon, apresentam diferentes dependências angulares. Comparando os gráficos das larguras de linha verificamos mudança na simetria, revelando a existência de diferentes mecanismos de relaxação. O estudo das principais contribuições para explicar a largura de linha nessas estruturas ainda está sendo realizado.

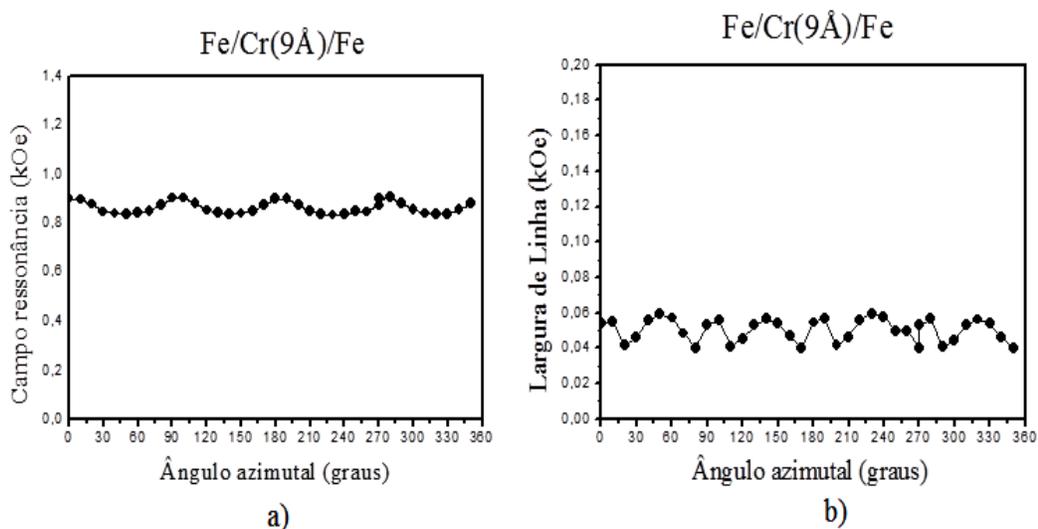


FIGURA 3.20 – (a) Campo de ressonância em função do ângulo azimutal para a amostra de Fe/Cr (9Å) /Fe, (b) largura de linha em função do ângulo azimutal para a amostra de Fe/Cr (9Å) /Fe. A linha que contorna os pontos é apenas um guia para os olhos.

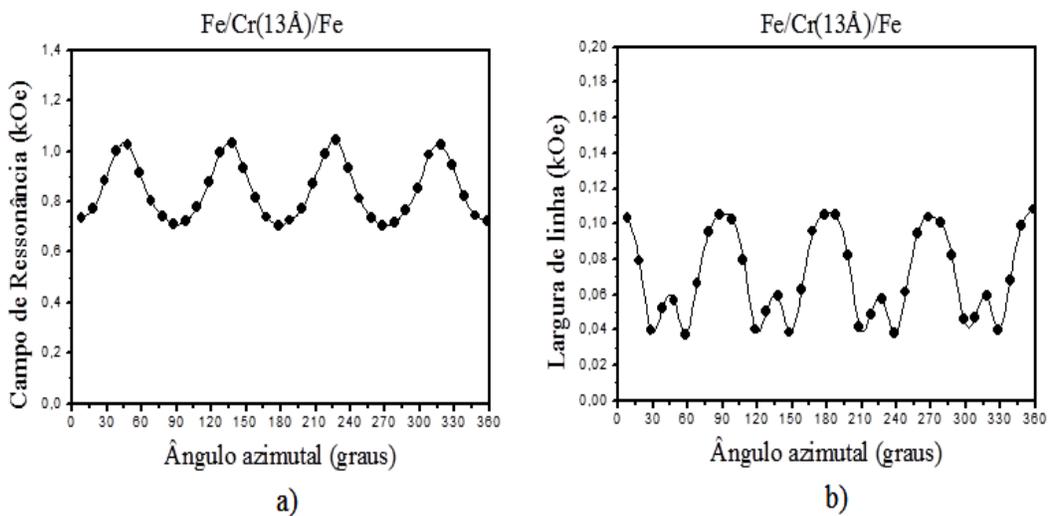


FIGURA 3.21 – (a) campo de ressonância em função do ângulo azimutal para a amostra de Fe/Cr (13Å) /Fe, (b) largura de linha em função do ângulo azimutal para a amostra de Fe/Cr (13Å) /Fe. A linha que contorna os pontos é apenas um guia para os olhos.

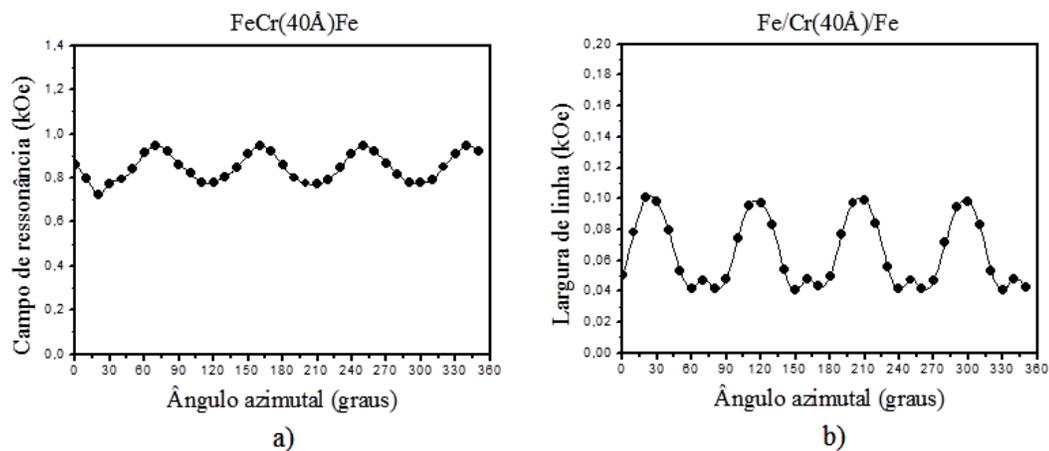


FIGURA 3.22 – (a) campo de ressonância em função do ângulo azimutal para a amostra de Fe/Cr (40Å) /Fe, (b) largura de linha em função do ângulo azimutal para a amostra de Fe/Cr (40Å) /Fe. A linha que contorna os pontos é apenas um guia para os olhos.

Os resultados de FMR para estas as quatro últimas amostras, apontam para o fato das curvas de magnetização 3.14, 3.15, 3.16 e 3.17 não evidenciar o acoplamento *biquadrático*, em virtude de não apresentarem boa epitaxial.

Capítulo 4

Conclusões e Perspectivas

Nesta dissertação investigamos o controle dos acoplamentos magnéticos *bilinear* e *biquadrático* para uma série de tricamadas magnéticas Fe (80Å)/Cr(t)/Fe(80Å), variando as espessuras da camada metálica não magnética separadora entre $9 \text{ \AA} < t < 40 \text{ \AA}$. As amostras foram depositadas pela técnica *Sputtering DC*, sobre substrato de óxido de Magnésio MgO(100), e caracterizadas através das técnicas de magnetometria por efeito Kerr magneto-ótico (MOKE) e ressonância ferromagnética (FMR). Os resultados experimentais foram interpretados com base no modelo fenomenológico que levam em consideração as energias livres magnéticas.

Também foi desenvolvida durante o período do mestrado, a técnica para medir susceptibilidade magnética, montada em conjunto com o efeito Kerr magneto-ótico. O objetivo do desenvolvimento desta técnica consiste na possibilidade de obtenção de resultados inovadores na investigação de filmes finos magnéticos. Além disso, todo o processo de aprendizado do fenômeno e montagem do equipamento contribuiu para minha formação prática na área de magnetismo.

Para um filme simples monocristalino de Ferro foi discutido analiticamente as informações que se pode obter das curvas de magnetização através de um modelo fenomenológico que considera os principais termos da energia livre magnética. Nas medidas de MOKE em conjunto com os resultados obtidos por simulação numérica do sistema, foi possível ajustar numericamente os resultados experimentais dos filmes monocristalinos com o objetivo de obter os valores dos campos de anisotropias magnéticas.

Para as tricamadas Fe(80Å)/Cr(t)/Fe(80Å), a técnica de magnetometria por efeito Kerr magneto-ótico foi utilizada para ajudar na interpretação dos resultados experimentais e evidenciar a presença dos acoplamentos magnéticos *bilinear* e *biquadrático*. A amostra de Fe(80Å)/Cr(16Å)/Fe(80Å) foi a única que apresentou o comportamento típico da presença do acoplamento *biquadrático* da ordem do acoplamento bilinear, mas para uma região de campo magnético muito pequena. Assim, somente com os resultados das curvas de magnetização não foi

possível obter os valores dos campos de acoplamento. As medidas de ressonância ferromagnética foram realizadas para obter informações sobre a epitaxia das tricamadas. Os resultados dos espectros de FMR foram condizentes com os resultados das curvas de magnetização, onde somente a amostra de Fe/Cr(16Å)/Fe apresentou uma variação do campo de ressonância típico de uma amostra monocristalina com anisotropia cúbica. Estes resultados indicaram que o conjunto de amostras Fe/Cr/Fe, não possuía a qualidade necessária para se observar os efeitos dos acoplamentos magnéticos entre as camadas ferromagnéticas.

As perspectivas de trabalhos futuros que esta dissertação proporciona podem ser divididas da seguinte forma:

1) Para a técnica de susceptibilidade magnética transversal é necessário melhorar a relação sinal/ruído, pois atualmente tal relação não permite obtermos resultados satisfatórios. As medidas que estão sendo tomadas nesta direção são: (i) construção de um amplificador para o foto detector; (ii) utilização de um fotodetector com maior sensibilidade e (iii) aumento do campo magnético AC, com a construção de um par de bobinas Helmholtz com diâmetro reduzido. Com isso esperamos medir o sinal da susceptibilidade AC e realizar medidas do inverso da susceptibilidade para filmes simples e multicamadas;

2) Para os resultados de MOKE das tricamadas de Fe/Cr/Fe temos a simulação do ciclo de histerese levando em conta a evolução do mínimo da energia livre magnética, ao contrário de procurar apenas o mínimo absoluto;

3) Para os resultados da anisotropia do campo de ressonância das tricamadas Fe/Cr/Fe temos que realizar uma simulação para identificar os valores dos acoplamentos *bilinear* e *biquadrático*;

4) Para os resultados da anisotropia da largura de linha é necessário um estudo cuidadoso com o objetivo de identificar as principais contribuições no processo de relaxação das tricamadas Fe/Cr/Fe.

APÊNDICE A

Algoritmo de Minimização da Energia

```

Clear[Hc,campo,passo, $\phi$ ,  $\phi$ H,fimin,listamag,listahr];

*variáveis.
Hc=300;
campo=400;
passo=10;
 $\phi$ H=1* $\pi$ /180;
Clear[Ettotal];
Ettotal[ $\phi$ ]=-Ho*Cos[  $\phi$ H- $\phi$ ]+(1/8)* Hc* ((Sin[2* $\phi$ ])^2)

listamag={};(armazenando os valores da magnetização)
listahr={}; (armazenando os valores de campo magnético)

fi0= $\phi$ H;

*Cálculo do mínimo da energia.
Do[
  Print[Plot[Ettotal[ $\phi$ ],{ $\phi$ ,-Pi/4,2.2*Pi}]];
  fimin= $\phi$ /.Last[FindMinimum[{Ettotal[ $\phi$ ],fi0-
Pi≤ $\phi$ ≤fi0+Pi},{ $\phi$ ,fi0}]];
  If[fimin<0,fimin=fimin+2*Pi,nada=nada];
  Print["H = ",Ho,"      ",FindMinimum[{Ettotal[ $\phi$ ],fi0-
Pi≤ $\phi$ ≤fi0+Pi},{ $\phi$ ,fi0}], "      ", "fi0 = ",fi0];
  fi0=fimin;

  AppendTo[listahr,Ho/1000];

```

```

AppendTo[listamag,Cos[fimin-φH]];

,{Ho,campo,-campo,-passo}];

Do[
  Print[Plot[Ettotal[φ],{φ,0,2*Pi}]];
  fimin=φ/.Last[FindMinimum[{Ettotal[φ],fi0-
Pi≤φ≤fi0+Pi},{φ,fi0}]];
  If[fi0<0,fimin=fimin+2*Pi,nada=nada];
  Print["H = ",Ho,"
",FindMinimum[{Ettotal[φ],0≤φ≤2*Pi},{φ,fi0}],","fi0= ",fi0];
  fi0=fimin;

  AppendTo[listahr,Ho/1000];
  AppendTo[listamag,Cos[fimin-φH]];

,{Ho,-campo,campo,passo}];

(*Print["H = ",Column[listahr],"mag =
",Column[listamag]];*)
Print[ListPlot[Table[{listahr[[i]],listamag[[i]]},{i,Length[lista
hr]}],AxesOrigin→{0,0},Joined→True]];

```

Referências Bibliográficas.

- [1] Maisel, L. I.; Gland, R. *Handbook of thin films technology*. New York: McGraw Hill, 1970;
- [2] B. D. Cullity, *Elements of x-ray diffraction* (Addison-Wesley, Reading, 1978);
- [3] P. Grünberg, et al. *Phys. Rev. Lett.*, v. 57, p. 2442, (1986);
- [4] M. N. Baibich, et al. *Phys. Rev. Lett.*, v. 61, p. 2472, (1988);
- [5] S. S. P. Parkin, N. More, K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.*, v. 64, p. 2304, (1990);
- [6] M. Ruhrig, et al. *Phys. Status Solidi a*, v. 125, p. 635, (1991);
- [7] A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic domains*. Springer, New York, (1998);
- [8] B. D. Cullity, C. D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*. John Wiley & Sons Inc, New York, (2009);
- [9] G. Bertotti, *Hysteresis in Magnetism: For Physicists, Materials Scientists and Engineers* Academic Press, San Diego, (1998);
- [10] M. Getzlaff, *Fundamentals of Magnetism*. Springer, Berlin, (2008);
- [11] S. Chikazumi, *Physics of ferromagnetism*, 2^aed. New York: Oxford, (1997);
- [12] D.L. Mills, J.C. Bland (eds.), *Nanomagnetism: ultrathin films, multilayers and nanostructures* (Contemporary concepts of condensed matter science). Elsevier, (2006);
- [13] C. Kittel, *Introduction to State Solid*, 7^a ed. New York: John Wiley & Sons Inc. (1996);
- [14] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Thomson Learning, EUA, (1976).
- [15] J. A. C. Bland e B. Heinrich (eds.), *Ultrathin Magnetic Structures I*, cap. 2, Springer-Verlag (1994);
- [16] L. Néel, *J. Phys. Radium*, v.15, p. 225, (1954);
- [17] C. Chesman, *Acoplamentos de intercâmbio bilinear e biquadrático em tricamadas metálicas magnéticas*, Tese de doutorado, Departamento de Física-UFPE (1998);
- [18] C. F. Majkrzak, et al. *Phys. Rev. Lett.*, v. 56, p. 2700, (1986);
- [19] M. B. Salomon, et al. *Phys. Rev. Lett.*, v. 56, p. 259, (1986);
- [20] J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. Lett.*, v. 67, p. 3172, (1991);
- [21] S. Demokritov, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, v. 231, p. 133, (1992);

- [22] B. Heinrich, *Phys. Rev. B*, v. 44, p. 9348, (1991);
- [23] A. Azevedo, et al, *Phys. Rev. Lett.* v.76, p. 4837, (1996);
- [24] C. Chesman, et al, *J. Appl. Phys.*, v.81, p. 3791, (1997);
- [25] L.B. Freund, S. Suresh, *Thin film materials: Stress, Defect Formation and Surface Evolution*. (Cambridge, 2003);
- [26] E.H.C Parker (Ed.): *The technology and physics of molecular Beam epitaxy* (plenum, New York 1985)
- [27] Kiyotaka Wasa, Shigeru Haber, *handbook of sputtering deposition technology principles, technology and applications*; Noyes Publications, (1992);
- [28] Milton Ohring, *The materials science of thin films*. Academic, press, San Diego, (2001);
- [29] P. N. Argyres, *Phys. Rev.*, v. 97, p. 334, (1955);
- [30] J. Kerr, *Philos. Mag.*, v. 3, p. 321, (1877);
- [31] C.C. Robinson, *J. Opt. Soc. Am.*, v. 54, p. 1220 (1964);
- [32] R. P. Hunt, *J. Appl. Phys.*, v. 38, p. 1652, (1967);
- [33] R. C. Jones, *J. Opt. Soc. Am.*, v. 31, p. 488, (1941);
- [34] Z. J. Yang, M. R. Scheinfein, *J. Appl. Phys.*, v. 74, p. 680, (1993);
- [35] Contreras, M.C. et al *J. Magn. Magn. Mater.* v. 175, p. 64, (1997);
- [36] P. Pouloupoulos, U. Bovensiepen, M. Farle, K. Baberschke, *J. Magn. Magn. Mater.*, v.212, p.17, (2000);
- [37] B. Presa, *J. Appl. Phys.*, v.99, 08q511, (2006);
- [38] J. H. Griffiths, *Nature*, v. 158, p. 670, (1946);
- [39] M. Wuttig, X. Liu, *Ultrathin metal films: Magnetic and structural properties*. Cap. 4, Springer, (2004);
- [40] C. KITTEL, *Phys. Rev.*, v. 71, p. 270, (1947);
- [41] C. KITTEL, *Phys. Rev.*, v. 73, p. 155, (1948);
- [42] J. H. van Vleck, *Phys. Rev.*,v. 78, p. 266, (1950);
- [43] L.H.V. Leão, *Tese de doutorado-UFPE* (2010);
- [44] Sergio M. Rezende, *Notas de aula, Segunda Escola Brasileira de Magnetismo* (1999).

- [45] A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, Cap.5, p. 5.4-30, 2^a Ed. Oxford, New York, (1996);
- [46] C. Tannous, J. Gieraltowski, *Eur. J. Phys.*, v. 29, p. 475, (2008);
- [47] J. F. Calleja, C. Contreras, F. Peiro A. Cornet, *J.Appl.Phys.* 93. 2126 (2003);
- [48] W.T. Wang, D.Y. Guan, G. Yang, G.Z. Yang, Y.L. Zhou, H.B. Lu, Z.H.Chen, *Thin solid films* 471, 86-90 (2005);
- [49] S. M. Rezende, *J. Appl. Phys.*, v. 85, n. 8, (1999);
- [50] C. Chesman, et al, *Phys. Rev. B*, v.58, p.101, (1998);
- [51] T. Freire et al. *Solid State Communications*, v.151, p.337, (2011).