

**Estudo *in-situ* de filmes magnéticos ultrafinos  
por magnetometria Kerr e técnicas de superfície**

Gustavo Fóscolo de Moura Gomes

Março de 2009

**Estudo *in-situ* de filmes magnéticos ultrafinos por  
magnetometria Kerr e técnicas de superfície**

Gustavo Fóscolo de Moura Gomes

Orientador: Prof. Dr. Roberto Magalhães Paniago

Co-Orientador: Prof. Dr. Hans-Dieter Pfannes

Dissertação apresentada à Universidade Federal de Minas Gerais como  
requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Março de 2009

# Agradecimentos

Esse trabalho não seria possível se não houvesse o apoio e a interação de muitas pessoas e a elas devo um enorme agradecimento:

Ao orientador Roberto M. Paniago, por ser meu maior modelo do que é preciso para ser um físico experimental; por estar sempre bem disposto a conversar sobre tudo e a ouvir. Tenho orgulho de ter sua amizade e orientação.

Ao orientador Hans-D. Pfannes, por sua motivação em aprender cada vez mais que me foi contagiante, por mostrar que a curiosidade é a melhor forma de aprendizado e que não há limite para o conhecimento. Sua amizade abriu meus horizontes, e me apresentou a tipos de música que desconhecia.

Ao amigo Guilherme, pelos risos diários e pela grande ajuda na preparação das amostras usadas nesse trabalho. Aos companheiros de "superfície" por não serem superficiais, mas amigos de *bulk* e alma em ordem de gênero: Mário, Rosa, Wendell, Amanda, Dani-boy, Fábio, Diogão, Badaia, Enderson, Farley e Júlio e aos professores Edmar e Vagner pela amizade.

Aos incontáveis amigos Fred, Rafael, Ara, Damiano, Magneto, Alexandre, Fabão, Ana Paula, Jack, Wolmar, Quaresma, Lucão, Carol, Smoke, Jamaica, Rolo, Dani, Ricardo, Rodrigo, Henrique, Nunes, Vinicius, ... e outros ...

A minha namorada Flá, razão do meu ser, por me apoiar e amar sempre. E por ter ajudado na correção desse trabalho. Eu te amo!

A minha família William, Gorete, Gui, Biel e Érika pelo apoio e amor para que eu chegasse até aqui, amo vocês! Aos meus parentes sempre próximos pela enorme amizade;

A biblioteca da Física por conseguir todos os livros e artigos via COMUT.

Ao seu João, Tiago e Joércio pela amizade e competência em construir todas as peças mecânicas desse trabalho e aos funcionários da física;

Ao CNPq e à FAPEMIG.

# Resumo

Este trabalho tem como objetivo o estudo da magnetometria Kerr aplicada a filmes ultra-finos magnéticos. É descrita a instrumentação do magnetômetro Kerr operando em ultra-alto-vácuo, assim como as modificações e otimizações realizadas para que se atingisse sensibilidade de monocamada atômica. São apresentadas medidas em amostras com diferentes propriedades magnéticas, p.ex. com *exchange bias*, sistemas com anisotropia magnética (determinação do eixo fácil/duro) e outros. As amostras preparadas *in-situ* foram previamente caracterizadas estruturalmente e quimicamente por técnicas de superfície (*XPS*, *LEED*, *RHEED* e *CEMS*).

Para inclusão do efeito Kerr magneto-óptico (*MOKE*) nas equações de Maxwell é adicionado um termo no vetor deslocamento devido à força de Lorentz para obter o tensor permissividade elétrica contendo a constante magneto-óptica e as magnetizações relativas ( $m_x$ ,  $m_y$  e  $m_z$ ). Desta forma a informação da magnetização é incluída nos coeficientes da matriz de reflexão de Fresnel. A intensidade Kerr é calculada para uma série de configurações do magnetômetro Kerr (ângulos dos polarizadores, modulador, etc). Para a separação das 3 componentes da magnetização demonstramos que é necessária a combinação linear de medidas em pelo menos duas diferentes configurações do magnetômetro. Aplicamos um dos métodos desenvolvidos no sistema  $Fe_xCo_{1-x}/Pd(100)$  para o cálculo de  $m_z$  para diferentes estequiometrias ( $x = 30, 50$ ) e com tratamento térmico (*annealing*) dos filmes.

# Abstract

The aim of this work is to apply Kerr magnetometry to ultra-thin magnetic films. A Kerr magnetometer operating in ultra high vacuum is described, as well as the modifications and optimizations we have done, to achieve atomic monolayer sensibility. We present measurements performed on samples with different magnetic properties, such as exchange bias effect, systems with magnetic anisotropy (determination of hard/soft axis) and others. The *in-situ* prepared samples were chemically and structurally characterized by means of surface sensitive techniques (XPS, LEED, RHEED, CEMS).

In order to include the magneto-optic Kerr effect (MOKE) in the Maxwell equations, one term due to the Lorentz force is added to the electric displacement vector. Consequently, the electric permittivity tensor contains the magneto-optic constant and the relative magnetizations ( $m_x$ ,  $m_y$  and  $m_z$ ), and the magnetic information is included in the coefficients of the Fresnel reflection matrix. The Kerr intensity is calculated for a series of configurations of the Kerr magnetometer (angles of polarizers, modulator, etc.). To separate the three components of magnetization, we demonstrate that a linear combination of measurements at (at least) two different configurations of the magnetometer, is necessary. We have applied one of the developed methods to the  $Fe_xCo_{1-x}/Pd(100)$  system to calculate  $m_z$  for different stoichiometries ( $x = 30, 50$ ) and with thermal *annealing* of the films.

# Sumário

Agradecimentos	i
Resumo	ii
Abstract	iii
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Efeitos Magneto-Ópticos</b>	<b>5</b>
2.1 Interações magneto-ópticas . . . . .	5
2.2 Efeito Kerr magneto-óptico . . . . .	6
2.2.1 O Tensor da Permissividade elétrica . . . . .	7
2.2.2 Configurações do efeito Kerr magneto-óptico . . . . .	10
2.2.3 Os Coeficientes de Reflexão . . . . .	11
<b>3 Magnetometria vetorial</b>	<b>14</b>
3.1 Formalismo Matemático . . . . .	14
3.2 Decompondo $m_y$ e $m_z$ . . . . .	22
3.2.1 Método I . . . . .	23
3.2.2 Método II . . . . .	27
3.3 Decompondo $m_x$ . . . . .	33
3.4 Comparando os métodos . . . . .	35
<b>4 Experimental</b>	<b>37</b>
4.1 Aparato do magnetômetro Kerr . . . . .	37
4.2 Modificações na Instrumentação MOKE . . . . .	39
4.2.1 Modificações <i>in-situ</i> . . . . .	39
4.2.2 Modificações <i>ex-situ</i> . . . . .	44
4.3 Técnicas de análise de superfície . . . . .	50
4.3.1 Técnicas de difração de elétrons . . . . .	50
4.3.2 XPS - Espectroscopia de fotoelétrons . . . . .	50

<b>5</b>	<b>Resultados e análises</b>	<b>52</b>
5.1	Magnetômetro Kerr - Primeiros Resultados . . . . .	52
5.2	Estudo do sistema $Fe_xCo_{1-x}$ sobre $Pd(100)$ . . . . .	55
5.2.1	Preparação das amostras $Fe_xCo_{1-x}/Pd(100)$ . . . . .	57
5.2.2	Análise das histereses . . . . .	63
5.2.3	Cálculo de $m_z$ . . . . .	67
<b>6</b>	<b>Conclusões e Perspectivas</b>	<b>71</b>
<b>A</b>	<b>Relação entre <math>r_{pp}^o</math> e <math>r_{ss}</math></b>	<b>74</b>
<b>B</b>	<b>Operação do Programa SMOKE</b>	<b>75</b>
<b>C</b>	<b>Relação teórica entre os coeficientes de reflexão e as magnetizações <math>m_y</math> ou <math>m_z</math></b>	<b>77</b>
<b>D</b>	<b>Desenhos mecânicos</b>	<b>79</b>
	Bibliografia . . . . .	84

# Lista de Figuras

2.1	Configurações do efeito Kerr magneto-óptico. . . . .	11
3.1	Desenho esquemático da óptica externa . . . . .	14
3.2	Gráfico das funções de Bessel $J_0(x)$ , $J_1(x)$ e $J_2(x)$ . . . . .	17
4.1	Diagrama da montagem experimental. . . . .	37
4.2	Magnetômetro Kerr antes das modificações. . . . .	40
4.3	Configuração polar após as modificações. . . . .	41
4.4	Configuração longitudinal e transversal após as modificações. . . . .	42
4.5	Modificação da antiga haste (acima) para nova haste (abaixo) de suporte da amostra. . . . .	43
4.6	Magnetômetro Kerr. . . . .	44
4.7	Circuito do laser. . . . .	45
4.8	Desenho mecânico do encaixe do laser. . . . .	46
4.9	Laser finalizado. . . . .	46
4.10	Circuito da fonte do eletroímã. . . . .	47
4.11	Circuito da eletrônica de amplificação do fotodiodo. . . . .	48
4.12	Fotos do conjunto polarizador-amplificador. . . . .	49
5.1	<i>Exchange bias</i> medido na amostra oxidada de $FePd/Si(111)$ . . . . .	53
5.2	Filme $Fe/MgO(100)$ . . . . .	53
5.3	Curvas <i>MOKE</i> para diferentes ângulos de posicionamento do eletroímã a) $0^\circ$ ; b) $22.5^\circ$ ; c) $45^\circ$ ; d) $67.5^\circ$ . . . . .	54
5.4	Histerese do filme $4ML\ Co/Pd(100)$ medido em $f$ e $2f$ . . . . .	55
5.5	Diagrama esquemático mostrando as regiões de eixo fácil de magnetização para o sistema $Fe_xCo_{1-x}$ crescido sobre $Pd(100)$ . A região azul significa eixo fácil de magnetização paralelo ao plano e a vermelha significa eixo fácil de magnetização perpendicular ao plano [1]. . . . .	56
5.6	<i>LEED</i> do cristal $Pd(100)$ limpo. . . . .	57



5.7	(a) Padrão <i>RHEED</i> de $Pd(100)$ ; (b) Padrão <i>RHEED</i> após 400s de evaporação de $Fe_{80}Co_{20}$ ; (c) Perfil representando o inverso do parâmetro de rede de superfície do início ao final do crescimento. . . . .	58
5.8	Oscilação <i>RHEED</i> do crescimento $Fe_{50}Co_{50}/Pd(100)$ com a temperatura do substrato a $115^{\circ}C$ . . . . .	59
5.9	Espectros de fotoemissão ( <i>XPS</i> ) para $Pd(100)$ limpo, e filmes $Fe_{80}Co_{20}$ , $Fe_{50}Co_{50}$ e $Fe_{30}Co_{70}$ . . . . .	60
5.10	Espectros <i>XPS</i> na região $Co_{2p\frac{1}{2}}$ , $2p\frac{3}{2}$ e $Fe_{2p\frac{1}{2}}$ , $2p\frac{3}{2}$ para os filmes de $Fe_xCo_{1-x}/Pd(100)$ . . . . .	61
5.11	<i>XPS</i> antes e depois do <i>annealing</i> dos filmes. . . . .	62
5.12	Curvas de histerese feitas para os filmes $Fe_{80}Co_{20}/Pd(100)$ e $Fe_{50}Co_{50}/Pd(100)$ . . . . .	64
5.13	Curvas de histerese feitas para o filme $Fe_{30}Co_{70}/Pd(100)$ a) como preparado e b) após o <i>annealing</i> . . . . .	65
5.14	Espectro Mössbauer ( <i>CEMS</i> ) da amostra $Fe_{80}Co_{20}/Pd(100)$ . . . . .	66
5.15	$m_z$ obtido pelo <i>Método IIB</i> para amostra $Fe_{30}Co_{70}/Pd(100)$ a) como preparada e b) após o <i>annealing</i> . . . . .	68
5.16	$m_z$ obtido pelo <i>Método IIB</i> para amostra $Fe_{50}Co_{50}/Pd(100)$ . . . . .	69
5.17	Aumento do campo coercivo medido com o ângulo de rotação do campo magnético aplicado. . . . .	70
D.1	Desenho mecânico da haste de cobre do magnetômetro Kerr. . . . .	79
D.2	Desenho mecânico do suporte de cobre da haste do magnetômetro Kerr. . . . .	79
D.3	Desenho mecânico das gavetas dos porta-amostras em cobre da haste do magnetômetro Kerr. . . . .	80
D.4	Desenho mecânico do conjunto completo da haste do magnetômetro Kerr. . . . .	80
D.5	Desenho mecânico da extensão de afastamento das janelas. . . . .	81
D.6	Desenho mecânico do encaixe do laser em alumínio. . . . .	81
D.7	Desenho mecânico do porta polarizador/amplificador - aço 316. . . . .	82
D.8	Desenho mecânico do porta amostra em molibidênio. . . . .	82
D.9	Desenho mecânico da haste de transferência do porta amostra. . . . .	83
D.10	Desenho mecânico mostrando o encaixe do porta amostra com a haste de transferência. . . . .	83

# Capítulo 1

## Introdução

A investigação de sistemas magnéticos nano-estruturados é um dos campos de maior atividade recente em física moderna e dentre esses destacam-se superfícies, filmes finos, multicamadas, nanopartículas, etc.

Durante os últimos 50 anos, o grande aumento na densidade de gravação em discos rígidos deveu-se à diminuição do tamanho dos grãos magnéticos que armazenam os *bits*. A gravação pode ser apagada por flutuações térmicas quando o grão é muito pequeno e sua energia magnética armazenada por grão for comparável com a energia térmica (superparamagnetismo). Para evitar que isso ocorra materiais que possuam alta energia magnética anisotrópica uniaxial e alta coercividade devem ser usados [1]. Ligas magnéticas baseadas em Co são, em geral, usados em discos rígidos por preencherem tais requisitos. Para diminuir as dimensões necessárias para armazenar um *bit* e aumentar a densidade de gravação, materiais com anisotropia magnética perpendicular à superfície e com alta coercividade (para manter o padrão de gravação) são necessários.

Um dos temas de maior importância em magnetismo de sistemas de baixa dimensionalidade tem sido o entendimento das propriedades estáticas da magnetização como o arranjo magnético, a temperatura de ordenamento em função da espessura do filme, morfologia atômica, temperatura de preparo, estequiometria, etc. Novos métodos experimentais têm sido desenvolvidos para o aprimoramento da preparação desses sistemas e para a análise subsequente. Para investigar materiais que possuem as características necessárias para armazenamento magnético assim como qualquer outra aplicação que dependa da magnetização (perda de energia em sistemas indutivos, ruído em sensores, *exchange bias*, magnetoresistência, válvulas de *spin*, etc) as técnicas magneto-ópticas tem se mostrado como ótimas ferramentas. Dentre essas técnicas as que mais se destacam são aquelas baseadas no efeito Kerr magneto-óptico (*MOKE*), devido a sua sensibilidade tanto em filmes ultrafinos como em *bulk* e a sua dependência linear com

a magnetização sendo também possível análises quando o efeito tem uma dependência quadrática com a magnetização. A base das técnicas é a análise da mudança do estado de polarização da luz refletida por uma amostra magnetizada.

Dentre as técnicas desenvolvidas a partir do efeito Kerr magneto-óptico, as que se destacam são:

- Microscopia Kerr

Uma amostra com diferentes domínios magnéticos gera diferentes rotações Kerr (referentes a cada domínio) causando diferentes contrastes na imagem [2, 3]. Os contrastes podem ser analisados dinamicamente, o que traz informação sobre o movimento das paredes de domínios. Para materiais que possuem uma movimentação das paredes de domínio extremamente rápida, pode ser acoplado luz estroboscópica ou pulsos rápidos de luz trazendo imagens com resolução temporal;

- Elipsometria

Cada material possui uma resposta única dos elétrons a qualquer tipo de excitação externa. O índice de refração pode ser entendido como a resposta dos elétrons do meio ao propagar e refletir uma onda incidente. Ao variarmos a polarização dos fótons incidentes, geramos diferentes respostas do meio em relação a suas constantes ópticas, logo são geradas diferentes rotações Kerr que trazem informação de momentos magnéticos, índice de refração e da constante magneto-óptica ( $Q$ ) do material [4, 5];

- Magnetometria Kerr

Materiais policristalinos geralmente apresentam comportamento magnético isotrópico, devido à média de contribuições. Quando diminuimos sua simetria uma anisotropia magnética é esperada, como de fato é observado em filmes magnéticos crescidos sobre substratos orientados.

Através da magnetometria Kerr podemos caracterizar a anisotropia magnética do meio, aplicando um campo magnético em diferentes direções, determinando eixos fácil e duro de magnetização, resposta do meio à magnetização reversa assim como separar as componentes da magnetização em cada eixo cristalográfico do material. As curvas de histerese obtidas permitem a determinação de várias grandezas como a magnetização de saturação, coercividade, etc. Filmes ultrafinos que

exibem comportamento superparamagnético e que exibem interações (acoplamentos) entre diferentes camadas magnéticas também tem sido investigados [6, 7, 8, 9]. Combinando a magnetometria Kerr, com a microscopia Kerr o comportamento das curvas de histerese pode ser explicado minuciosamente, através do movimento das paredes de domínio em cada ponto da histerese que é a soma das contribuições dos domínios magnéticos. Assimetrias nas curvas de histerese causadas por multidomínios e acoplamento de diferentes materiais também têm sido compreendidas por tais estudos.

A magnetometria Kerr é utilizada para o estudo do magnetismo com sensibilidade em escala atômica, sendo uma técnica não destrutiva que pode ser aplicada em pesquisas *in-situ* em amostras crescidas em condições de ultra alto vácuo (*UHV*). Uma revisão das interações magneto-ópticas e mais detalhada do efeito Kerr magneto-óptico será feita no capítulo 2, assim como a dedução do tensor permissividade elétrica, que descreve o comportamento dos elétrons sob a ação de um campo magnético externo. A magnetometria vetorial será apresentada nesse trabalho como técnica de caracterização magnética para a determinação dos eixos fácil e duro assim como das componentes da magnetização  $m_x$ ,  $m_y$  e  $m_z$  de uma amostra anisotrópica. Uma abordagem mais completa será desenvolvida no capítulo 3.

Uma parte desse trabalho se refere ao aprimoramento da instrumentação de um magnetômetro Kerr em ambiente de *UHV*. Foram necessárias modificações no antigo magnetômetro Kerr para facilitar e melhorar a qualidade das medidas, e vários detalhes são apresentados no capítulo 4.

Uma série de medidas para teste e calibração do magnetômetro Kerr são descritas. Dentre as várias amostras medidas escolhemos os filmes finos de *Fe*, *Co*, *FePd* e  $Fe_xCo_{1-x}$  crescidos sobre *MgO*(100), *Pd*(100) e *Si*(111) por possuírem diferentes propriedades magnéticas como *exchange bias*, anisotropia magnética paralela e perpendicular à superfície do filme. Esses resultados são apresentados na seção 5.1.

Na seção 5.2 um estudo mais detalhado do sistema  $Fe_xCo_{1-x}/Pd(100)$ , é apresentado. O interesse nesse sistema se deve à sua aplicação tecnológica em discos rígidos. Foi estabelecido recentemente teórico e experimentalmente [1, 10, 11, 12, 13] que filmes  $Fe_{50}Co_{50}$  ao crescer sobre um substrato com parâmetro de rede um pouco maior que o da liga ( $\sim 8\%$ ) exibem anisotropia magnética perpendicular à superfície e o efeito está relacionado à distorção tetragonal do filme ao crescer pseudomorficamente sobre alguns substratos como *Pd*(100) e *Rh*(100) [1, 13].

Esse trabalho foi desenvolvida no Laboratório de Espectroscopia Hiperfina e Física de Superfícies do Departamento de Física da UFMG que dispõe de um sistema de ultra-alto vácuo para preparação e análise

*in-situ*. Nesse sistema tem-se instaladas as técnicas XPS, UPS, AES, SIMS, LEED, RHEED, MOKE e Mössbauer (CEMS) - para o significado dos acrônimos veja a tabela abaixo. Com essas técnicas as amostras podem ser caracterizadas do ponto de vista químico (XPS, UPS e AES), estrutural (LEED e RHEED) e magnético (MOKE e Mössbauer).

<b>XPS</b>	<b>X-ray Photoelectron Spectroscopy</b>
<b>UPS</b>	<b>Ultraviolet Photoelectron Spectroscopy</b>
<b>AES</b>	<b>Auger Electron Spectroscopy</b>
<b>SIMS</b>	<b>Secondary Ion Mass Spectroscopy</b>
<b>LEED</b>	<b>Low Energy Electron Diffraction</b>
<b>RHEED</b>	<b>Reflection High Energy Electron Diffraction</b>
<b>MOKE</b>	<b>Magneto Optical Kerr Effect</b>
<b>CEMS</b>	<b>Conversion Electron Mössbauer Spectroscopy</b>

# Capítulo 2

## Efeitos Magneto-Ópticos

### 2.1 Interações magneto-ópticas

No início do século XIX, cientistas buscavam compreender a interação da luz com a matéria sob ação de campos. Uma tentativa de descobrir uma interação entre luz e eletricidade foi feita por Faraday, em 1845, analisando o estado de polarização de uma luz que passa através de um líquido onde ocorre eletrólise, mas ele não percebeu nenhuma alteração. No mesmo ano, ao propagar luz através de uma amostra vítrea entre os pólos de um eletroímã, Faraday percebeu a rotação do plano de polarização da luz incidente descobrindo o primeiro efeito magneto-óptico. Esse chamado efeito Faraday [14] estabelece que a rotação do plano de polarização ( $\theta$ ) da luz é proporcional à indução magnética ( $B$ ) e ao comprimento da amostra ( $l$ ) imersa no campo, de forma que:

$$\theta = VBl \tag{2.1}$$

onde  $V$  é a constante de Verdet [15].

Em 1875, John Kerr descobriu o efeito Kerr eletro-óptico que ocorre quando uma substância opticamente isotrópica é colocada sob um forte campo elétrico fazendo sua refração ser dupla. Esse efeito que é muito utilizado para fabricação de moduladores de luz conhecido como célula Kerr é atribuído ao alinhamento das moléculas na presença do campo elétrico sendo proporcional ao quadrado do campo aplicado ( $E^2$ ) [15].

Em 1877, quando examinava a polarização da luz refletida por um pólo polido de um eletroímã, Kerr descobriu o efeito Kerr magneto-óptico (MOKE) [16, 17]. No efeito Kerr, uma luz inicialmente linearmente polarizada incide em uma amostra magnetizada e no caso mais geral é refletida elipticamente polarizada com o eixo maior da elipse rodado em relação a polarização incidente. Parte da mudança no estado de polarização da luz refletida ocorre devido à interação da luz com o meio magnetizado.

Em 1896, Zeeman descobriu que átomos excitados que emitem radiação submetidos a um campo magnético sofrem desdobramentos de energia comparado com a luz emitida sem campo sendo ela polarizada. Se o campo magnético aplicado for paralelo ao vetor de onda da luz são observadas duas emissões com polarização circular, simetricamente espaçadas de uma linha que não sofre variação em sua energia [15]. A separação das raias de emissão no efeito Zeeman corresponde à birrefringência circular gerada no efeito Faraday [18].

Em 1899, quando a experiência de Zeeman foi realizada por Voigt com campo magnético aplicado perpendicularmente à direção de emissão, são observadas três raias de luz polarizadas linearmente com diferentes frequências. Duas raias apresentam-se simetricamente espaçadas, mas, agora, com o campo elétrico oscilando perpendicularmente ao campo magnético aplicado e a outra raia possui a direção do campo elétrico paralelo ao campo magnético externo. Essa é a chamada birrefringência linear ou efeito Voigt [18].

Mais um efeito magneto-óptico foi descoberto por Cotton e Mouton em 1907 e é um efeito análogo ao efeito Kerr eletro-óptico, ocorrendo somente em alguns líquidos e é atribuído ao alinhamento das moléculas pelo campo magnético, sendo também proporcional ao quadrado do campo [15].

Uma série de explicações dessas interações magneto-ópticas foram feitas por Maxwell, Hulme, Kitel e Argyres [19, 20, 21, 22], chegando a ser completamente explicada somente através da mecânica quântica.

## 2.2 Efeito Kerr magneto-óptico

O efeito Kerr magneto-óptico é a mudança do estado de polarização inicial da luz quando refletida por uma amostra magnetizada. O efeito ocorre devido à interação dos fótons de luz com os elétrons das camadas penetradas pela radiação no material, que é cerca de 20nm [23]. A interação entre a onda eletromagnética e os elétrons do meio só pode ser descrito microscopicamente através da interação *spin*-órbita que acopla o *spin* do elétron do meio com o movimento de sua órbita perturbada pelos campos magnéticos.

Uma luz linearmente polarizada incide em uma amostra metálica não magnetizada é refletida elipticamente polarizada. Quando a amostra é magnetizada ocorre uma mudança da elipticidade e uma rotação do eixo maior da elipse proporcional à magnetização sofrida. Essa mudança do estado de polarização da luz refletida é medida através da variação de intensidade da luz após um polarizador-analisador.

O tensor permissividade elétrica do meio é responsável pelo efeito Kerr magneto-óptico, ou seja, se o conhecermos teremos um bom entendimento desse efeito. Podemos através das equações de Maxwell encontrar

explicitamente uma descrição do tensor da permissividade elétrica ( $\tilde{\epsilon}$ ).

Veremos que o campo elétrico da luz refletida está intrinsecamente associado com as componentes desse tensor e que o mesmo é dependente da constante magneto-óptica de Voigt [24]. Na próxima seção determinaremos esse tensor baseado na teoria de reflexão de Fresnel.

### 2.2.1 O Tensor da Permissividade elétrica

Considerando nossa amostra isotrópica, no vácuo, eletricamente neutra (sem cargas livres), não magnetizada e que o feixe de luz incidente não altera nenhuma das propriedades do meio material podemos escrever as equações de Maxwell (em unidades SI) na forma diferencial:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}. \quad (2.5)$$

Podemos expressar para meios materiais que:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0(1 + \tilde{\chi}_e) \vec{E} = \tilde{\epsilon} \vec{E} \quad (2.6)$$

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(1 + \tilde{\chi}_m) \vec{H} = \tilde{\mu} \vec{H} \quad (2.7)$$

onde  $\vec{P} = \epsilon_0 \tilde{\chi}_e \vec{E}$  é a polarização,  $\vec{M} = \tilde{\chi}_m \vec{H}$  é a magnetização,  $\epsilon_0$  é a permissividade dielétrica no vácuo,  $\tilde{\chi}_e$ ,  $\tilde{\chi}_m$ ,  $\tilde{\mu}$  e  $\tilde{\epsilon}$  são os tensores susceptibilidade elétrica, susceptibilidade magnética, permeabilidade magnética e permissividade dielétrica, respectivamente, para o meio. Sendo a Lei de Ohm ( $\vec{j} = \tilde{\sigma} \vec{E}$ ) onde  $\tilde{\sigma}$  é o tensor condutividade elétrica, podemos reescrever as equações (2.3) e (2.5) utilizando as equações (2.6), (2.7) ficando:

$$\nabla \times \vec{E} = -\tilde{\mu} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \tilde{\epsilon} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \tilde{\sigma} \vec{E}. \quad (2.9)$$

Aplicando o rotacional na equação (2.8) temos:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla \times \left( -\tilde{\mu} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) = -\tilde{\mu} \frac{\partial (\nabla \times \vec{H})}{\partial t}. \quad (2.10)$$



Substituindo (2.9) em (2.10) encontramos:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\tilde{\mu}\tilde{\varepsilon}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \tilde{\mu}\tilde{\sigma}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.11)$$

desenvolvendo o lado esquerdo da equação (2.11) temos:

$$\underbrace{\nabla (\nabla \cdot \vec{E})}_0 - \nabla^2 \vec{E} = -\tilde{\mu}\tilde{\varepsilon}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \tilde{\mu}\tilde{\sigma}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (2.12)$$

A equação de onda acima (2.12) admite solução do tipo:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}, \quad (2.13)$$

que é a componente elétrica da luz monocromática incidente escrita como uma onda plana, onde  $\vec{k}$  é o vetor de onda no meio,  $\omega$  é a frequência e  $\vec{r}$ ,  $t$  são as coordenadas espaço-temporais.

Substituindo (2.13) em (2.12) encontramos:

$$k^2 \vec{E} = \tilde{\mu}\tilde{\varepsilon}\omega^2 \vec{E} - i\tilde{\mu}\tilde{\sigma}\omega \vec{E} = \omega^2 \tilde{\mu} \left( \tilde{\varepsilon} - i\frac{\tilde{\sigma}}{\omega} \right) \vec{E} = \omega^2 \tilde{\mu}\tilde{\varepsilon} \vec{E} \quad (2.14)$$

onde  $\tilde{\varepsilon}$  é o tensor permissividade elétrica do meio que descreve a resposta da perturbação sofrida pelo meio a uma onda eletromagnética propagante. A equação acima é a equação de onda, assumindo  $\tilde{\mu} = \mu_0$  (seção 2.2.3) e utilizando a componente genérica  $j$  encontramos:

$$k^2 E_j = \mu_0 \omega^2 \sum_i e_{ji} E_i. \quad (2.15)$$

Encontramos então uma relação explícita entre o vetor de onda e o meio material no qual foi incidida a luz, representado pelo tensor  $\tilde{\varepsilon}$ . Utilizando a definição do índice de refração  $n = \frac{ck}{\omega}$  podemos reescrever a equação (2.15):

$$\frac{n^2}{c^2} E_j - \mu_0 \sum_i e_{ji} E_i = 0 \quad (2.16)$$

onde os índices  $i$  e  $j$  representam as direções  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  e  $\hat{z}$ . A equação (2.16) é chamada "equação de Fresnel".

Pela descrição clássica, quando um material é magnetizado seus elétrons sofrem a ação de uma força de Lorentz no sentido perpendicular à direção de polarização da luz incidente e à magnetização. Como no material os elétrons movem-se de acordo com as oscilações do campo elétrico da onda eletromagnética incidente, quando a força de Lorentz atua nos elétrons essa causa uma perturbação [25] (que é a interação magneto-óptica) no tensor permissividade elétrica gerando uma contribuição ao tensor deslocamento

elétrico do material. A força de Lorentz pode ser interpretada como um campo elétrico oscilante no sentido da força, resultando em uma contribuição ao vetor deslocamento elétrico [26]:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + K (\vec{M} \times \vec{E}). \quad (2.17)$$

Para meios isotrópicos sem magnetização ( $\vec{M} = 0$ ) a equação acima se torna o deslocamento elétrico num meio com permissividade elétrica  $\varepsilon$ . Calculando o produto vetorial na equação (2.17):

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + K \begin{bmatrix} M_y E_z - M_z E_y \\ M_z E_x - M_x E_z \\ M_x E_y - M_y E_x \end{bmatrix}$$

em forma tensorial:

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \vec{E} + K \begin{pmatrix} 0 & -M_z & M_y \\ M_z & 0 & -M_x \\ -M_y & M_x & 0 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \tilde{\varepsilon} \vec{E}. \quad (2.18)$$

Se utilizarmos a constante de Voigt definida como  $Q = -\frac{iKM_s}{\varepsilon}$  [8] obtemos a matriz do tensor permissividade elétrica como:

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon \begin{pmatrix} 1 & -im_z Q & im_y Q \\ im_z Q & 1 & -im_x Q \\ -im_y Q & im_x Q & 1 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

onde  $m_{x,y,z} = \frac{M_{x,y,z}}{M_s}$  é a magnetização numa dada direção dividida pelo seu valor de saturação e  $Q$  é também chamada constante magneto-óptica, sendo específica para cada material e se for anisotrópico, apresentará valores diferentes de  $Q$  para cada direção de magnetização.

Quando temos somente magnetização na direção  $\hat{x}$  ( $m_y = m_z = 0$ ) o tensor fica:

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -im_x Q \\ 0 & im_x Q & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

Quando temos somente magnetização na direção  $\hat{y}$  ( $m_x = m_z = 0$ ) o tensor fica:

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon \begin{pmatrix} 1 & 0 & im_y Q \\ 0 & 1 & 0 \\ -im_y Q & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

Quando temos somente magnetização na direção  $\hat{z}$  ( $m_y = m_x = 0$ ) o tensor fica:

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon \begin{pmatrix} 1 & -im_z Q & 0 \\ im_z Q & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Agora que vimos como se comporta o tensor permissividade elétrica em um filme anisotrópico, podemos conhecer cada configuração do magnetômetro Kerr e até visualizar o tensor em cada uma.

Cada direção de magnetização corresponde a uma configuração do efeito Kerr e o tensor encontrado para cada uma descreve como se dá a interação magneto-óptica para o mesmo. As configurações são nomeadas abaixo pela seguinte sequência: sigla, equação do tensor e significado da sigla:

- (MOKE-T) eq(2.20) Efeito Kerr Magneto-Óptico Transversal;
- (MOKE-L) eq(2.21) Efeito Kerr Magneto-Óptico Longitudinal.
- (MOKE-P) eq(2.22) Efeito Kerr Magneto-Óptico Polar;

Cada configuração será descrita na seção seguinte.

### 2.2.2 Configurações do efeito Kerr magneto-óptico

Classicamente uma luz linearmente polarizada, que pode ser decomposta em duas luzes circunamente polarizadas, ao incidir em uma amostra (magnetizada ou não) é refletida elipticamente polarizada com o eixo maior da elipse girado de um ângulo  $\theta_k$  chamado rotação Kerr. A elipticidade é dada pela razão entre os eixos maior e menor da elipse e é chamada elipticidade Kerr ( $\epsilon_k$ ).

A rotação Kerr ( $\theta_k$ ) ocorre quando a onda incidente com componentes com polarização circular à direita e à esquerda são refratadas por índices de refração diferentes para esquerda e direita gerando diferentes velocidades de propagação nas componentes das polarizações causando uma rotação (Kerr) após a reflexão.

Em meios metálicos (ou magnetizados) as componentes da onda com polarização circular para direita e esquerda são absorvidas diferentemente devido à parte complexa  $\kappa$  do índice de refração do meio e a soma vetorial feita após a reflexão vai estar fora de fase, logo teremos uma luz elipticamente polarizada.

Existem três configurações do efeito Kerr (figura 2.1) relacionadas pelo sentido do campo magnético aplicado na amostra em relação ao plano de incidência da luz do laser e a normal à superfície.

Na configuração polar (MOKE-P) a magnetização é perpendicular à superfície e paralela ao plano de incidência. Em amostras ferromagnéticas de pequena espessura um campo magnético alto é necessário para magnetizar a amostra fora do plano devido ao campo de demagnetização [18].

Na configuração longitudinal (MOKE-L) a magnetização é na direção paralela à superfície e ao plano de incidência.

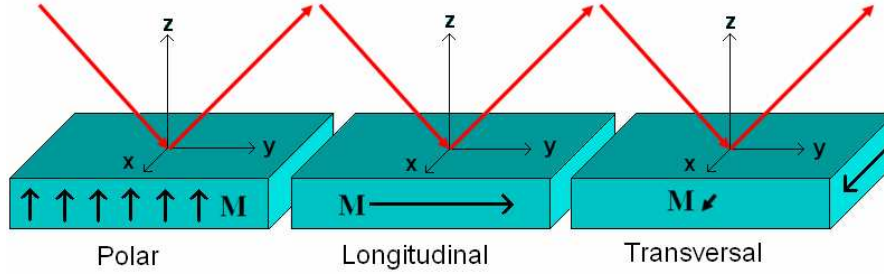


Figura 2.1: Configurações do efeito Kerr magneto-óptico.

Na configuração transversal (MOKE-T) a magnetização é na direção paralela à superfície e perpendicular ao plano de incidência.

Com essas três configurações podemos obter informação sobre anisotropias magnéticas no plano e fora dele. Com MOKE-P, podemos explorar, em especial, sistemas que exibem anisotropia magnética perpendicular ao plano da amostra. Com MOKE-T, podemos investigar movimentos de paredes de domínios em sistemas com magnetização no plano [27].

### 2.2.3 Os Coeficientes de Reflexão

Consideremos uma luz que passa por um polarizador que está orientado formando um ângulo  $\theta_p$  com a direção  $p$  (paralela ao plano de incidência-reflexão):

$$\vec{E}_0 = E_0 \sin \theta_p \vec{s} + E_0 \cos \theta_p \vec{p} \quad (2.23)$$

onde  $\vec{s}$  e  $\vec{p}$  são os vetores unitários que determinam as direções da luz polarizada perpendicular e paralela ao plano de incidência, e  $\theta_p$  é o ângulo entre  $\vec{p}$  e o eixo de transmissão do polarizador. Depois de passar pelo polarizador a luz incide na amostra e é refletida. Podemos relacionar as amplitudes da onda refletida com as da onda incidente através dos coeficientes da matriz reflexão de Fresnel ( $\mathbf{S}$ ) [28]:

$$\begin{pmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{pmatrix} = \mathbf{S} \begin{pmatrix} E_p^i \\ E_s^i \end{pmatrix} \quad \text{onde} \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

onde os índices  $i$  e  $r$  denotam as ondas incidente e refletida respectivamente. Para o cálculo dos coeficientes da matriz de reflexão de Fresnel aplicamos as condições de contorno eletromagnéticas na superfície do meio refletor. Essas condições requerem as continuidades da componente normal do campo magnético ( $\vec{H}$ ) e da componente tangencial do campo elétrico ( $\vec{E}$ ).

Utilizando as condições de contorno obtemos as relações entre as amplitudes dos campos elétrico e magnético através dos quais definimos os coeficientes da matriz de reflexão ( $S$ ):

$$r_{pp} = \left[ \frac{E_p^r}{E_p^i} \right] \quad r_{ps} = \left[ \frac{E_p^r}{E_s^i} \right] \quad r_{sp} = \left[ \frac{E_s^r}{E_p^i} \right] \quad r_{ss} = \left[ \frac{E_s^r}{E_s^i} \right] \quad (2.25)$$

Utilizando agora o tensor permissividade dielétrica encontrado em (2.19) podemos resolver a equação secular (2.16).

Os coeficientes da matriz de reflexão de Fresnel para o efeito Kerr [29] são:

$$r_{ss} = \frac{\mu_2 n_1 \cos \theta_1 - \mu_1 n_2 \cos \theta_2}{\mu_2 n_1 \cos \theta_1 + \mu_1 n_2 \cos \theta_2} \quad (2.26)$$

$$r_{pp} = \frac{\mu_1 n_2 \cos \theta_1 - \mu_2 n_1 \cos \theta_2}{\mu_1 n_2 \cos \theta_1 + \mu_2 n_1 \cos \theta_2} + \frac{2i\mu_1 \mu_2 n_1 n_2 \cos \theta_1 \sin \theta_2 m_x Q}{\mu_1 n_2 \cos \theta_1 + \mu_2 n_1 \cos \theta_2} \quad (2.27)$$

$$r_{ps} = -\frac{i\mu_1 \mu_2 n_1 n_2 \cos \theta_1 (m_y \sin \theta_2 + m_z \cos \theta_2) Q}{(\mu_1 n_2 \cos \theta_1 + \mu_2 n_1 \cos \theta_2)(\mu_2 n_1 \cos \theta_1 + \mu_1 n_2 \cos \theta_2) \cos \theta_2} \quad (2.28)$$

$$r_{sp} = \frac{i\mu_1 \mu_2 n_1 n_2 \cos \theta_1 (m_y \sin \theta_2 - m_z \cos \theta_2) Q}{(\mu_1 n_2 \cos \theta_1 + \mu_2 n_1 \cos \theta_2)(\mu_2 n_1 \cos \theta_1 + \mu_1 n_2 \cos \theta_2) \cos \theta_2} \quad (2.29)$$

onde  $n_1$  e  $n_2$  são os índices de refração dos meios,  $\mu_1$  e  $\mu_2$  são as permeabilidades magnéticas dos meios,  $\theta_1$  e  $\theta_2$  são os ângulos de incidência e refração, respectivamente,  $m_x$ ,  $m_y$  e  $m_z$  são as magnetizações relativas e  $Q = Q' + iQ''$  é a constante magneto-óptica complexa.

Estamos aqui considerando o espectro do visível e nele a permeabilidade magnética relativa ( $\mu_r$ ) do meio é igual a 1 porque para exibir dispersão as frequências ópticas envolvidas devem ser da ordem das autofrequências das vibrações eletrônicas moleculares do meio, o que não ocorre para ferromagnetos que tem uma estrutura de dipólos magnéticos que não acompanham as oscilações rápidas da onda eletromagnética incidente [30, 31].

Definimos o meio 1 como o vácuo e o meio 2 como o filme a ser estudado, ou seja:

$$n_1 = 1 \quad e \quad n_2 = n(1 - i\kappa) \quad (2.30)$$

onde  $n$  é a parte real do índice responsável pela refração,  $\kappa$  é chamado coeficiente de extinção e  $n\kappa$  é o coeficiente de absorção. Pela notação utilizada,  $\kappa$  é positivo. Pela lei de Snell da refração temos que:

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{k_2}{k_1} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (2.31)$$

O ângulo de incidência na nossa montagem é  $45^\circ$ , o que torna  $\theta_1 = 45^\circ$  e pela equação (2.31) podemos descobrir  $\theta_2$  em função do índice de refração complexo do meio  $n_2$ .

Substituindo  $\theta_1 = 45^\circ$  temos que:

$$\frac{1}{\sqrt{2}\text{sen}\theta_2} = \frac{n_2}{1} \quad \text{sen}\theta_2 = \frac{1}{n_2\sqrt{2}} \quad \text{cos}\theta_2 = \frac{\sqrt{2n_2^2 - 1}}{n_2\sqrt{2}}. \quad (2.32)$$

Podemos perceber que  $r_{pp}$  é função somente da magnetização no eixo  $x$  ( $m_x$ ),  $r_{ps}$  e  $r_{sp}$  são funções das magnetizações nas direções  $y$  ( $m_y$ ) e  $z$  ( $m_z$ ) enquanto que o valor de  $r_{ss}$  independe da magnetização.

Temos sete variáveis ( $n, \kappa, Q', Q'', m_x, m_y$  e  $m_z$ ) nos quatro coeficientes complexos de reflexão. Como o coeficiente  $r_{ss}$  não é determinável sem medir a intensidade incidente e refletida (como ocorre no nosso caso), temos 6 equações (3 reais e 3 imaginárias) formadas pelos coeficientes de reflexão  $r_{pp}$ ,  $r_{sp}$  e  $r_{ps}$ . Se as 6 equações forem linearmente independentes, podemos determinar seis das sete variáveis pelos procedimentos descritos no capítulo 3, mas para tal precisaríamos recorrer a cálculos numéricos, que está fora do escopo desse trabalho.

# Capítulo 3

## Magnetometria vetorial

### 3.1 Formalismo Matemático

Dentre as várias técnicas utilizadas em magnetometria por efeito Kerr magneto-óptico (MOKE) a de modulação de fase da polarização da luz é certamente a que apresenta a maior sensibilidade. A montagem experimental a ser considerada aqui é como a esquematizada na figura 3.1. Sequencialmente, a luz do laser é polarizada, modulada por um modulador fotoelástico, refletida pela amostra, passa por um polarizador analisador e então sua intensidade final é detectada pelo fotodiodo.

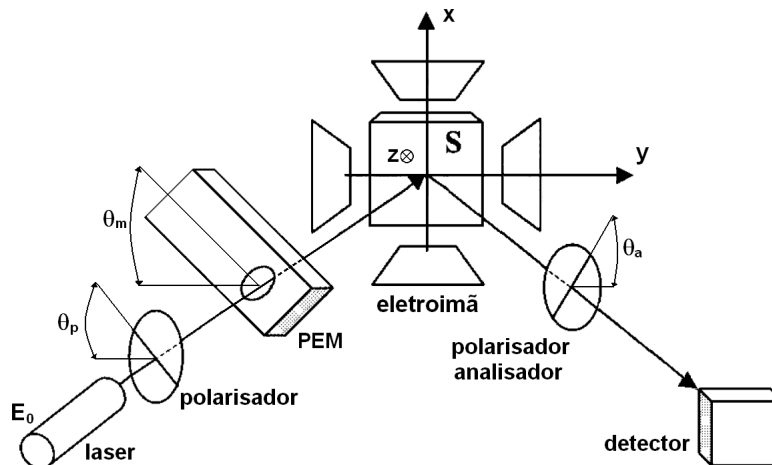


Figura 3.1: Desenho esquemático da óptica externa

Nesse caso a intensidade de luz que chega no foto-detector pode ser calculada usando o formalismo matricial de Jones [15]. Nesse formalismo cada elemento óptico é representado por uma matriz e para descrever um

sistema que inclui diversos elementos ópticos, o efeito do conjunto óptico pode ser encontrado através da multiplicação dessas matrizes.

É importante ressaltar que a disposição dos elementos ópticos em nosso sistema (figura 3.1) difere da mais comumente usada [6] pois o modulador fotoelástico (PEM) é posicionado antes da amostra - o caso mais comum é o posicionamento do PEM depois da reflexão.

A demodulação via *lock-in* pode ser ajustada para detecção em  $\omega$  ou  $2\omega$ , onde  $\omega$  é a frequência de modulação.

A intensidade normalizada medida pode ser expressa como:

$$i_f = I_f/I_{dc} = |\mathbf{A} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{E}_L|^2 / I_{dc} \quad (3.1)$$

onde  $f$  pode ser  $\omega$  ou  $2\omega$ ,  $I_{dc}$  é a componente contínua da intensidade medida,  $\mathbf{E}_L$  é o vetor de Jones representando a luz polarizada do laser e os termos restantes são as matrizes de Jones do polarizador ( $\mathbf{P}$ ), do modulador fotoelástico ( $\mathbf{M}$ ), da reflexão da amostra ( $\mathbf{S}$ ) e do polarizador analisador ( $\mathbf{A}$ ):

$$\mathbf{E}_L = E_0 \begin{pmatrix} p \\ s \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

$$\mathbf{A}(\theta_a) = \begin{pmatrix} \cos^2\theta_a & \cos\theta_a \sin\theta_a \\ \cos\theta_a \sin\theta_a & \sin^2\theta_a \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

$$\mathbf{P}(\theta_p) = \begin{pmatrix} \cos^2\theta_p & \cos\theta_p \sin\theta_p \\ \cos\theta_p \sin\theta_p & \sin^2\theta_p \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$\mathbf{M}(\theta_m) = e^{-i\xi/2} \begin{pmatrix} \cos^2\theta_m + \sin^2\theta_m e^{i\xi} & \sin\theta_m \cos\theta_m (1 - e^{i\xi}) \\ \sin\theta_m \cos\theta_m (1 - e^{i\xi}) & \sin^2\theta_m + \cos^2\theta_m e^{i\xi} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

onde  $p$  e  $s$  em (3.2) são as componentes normalizadas da luz com campo elétrico paralelo e perpendicular ao plano de incidência respectivamente;  $r_{ij}$  são coeficientes de reflexão complexos;  $\theta_p$ ,  $\theta_m$ ,  $\theta_a$  são os ângulos de rotação em relação ao plano de incidência para o polarizador, modulador e analisador, respectivamente, e  $\xi$  é a fase introduzida pelo PEM entre as ondas eletromagnéticas que compõem a luz que passam por ele.

Nos exemplos abaixo são mostrados cálculos da intensidade final para algumas configurações de ângulos. O conhecimento dessas intensidades finais em função dos ângulos dos componentes ópticos ( $E_L$ ,  $P$ ,  $M$ ,  $A$ ) é importante para o cálculo das componentes da magnetização feito nas seções 3.2 e 3.3 .



## CASO I

$\mathbf{E}_L$  em  $45^\circ$ ,  $\mathbf{P} = 90^\circ$ ,  $\mathbf{M} = 45^\circ$ ,  $\mathbf{A} = \theta_a$

Podemos identificar essa configuração por uma sigla ( $S$  de sample) que contém os ângulos utilizados na seguinte ordem  $(\theta_a, S, \theta_m, \theta_p)$ , ficando para esta configuração  $(\theta_a, S, 45, 90)$ .

Aplicando esses ângulos em 3.1 resulta em:

$$I = \left| \begin{pmatrix} \cos^2\theta_a & \cos\theta_a \operatorname{sen}\theta_a \\ \cos\theta_a \operatorname{sen}\theta_a & \operatorname{sen}^2\theta_a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix} \frac{e^{-i\xi/2}}{2} \begin{pmatrix} 1 + e^{i\xi} & 1 - e^{i\xi} \\ 1 - e^{i\xi} & 1 + e^{i\xi} \end{pmatrix} \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2.$$

Multiplicando essas matrizes explicitamente:

	0
	1
	<hr/>
$1 + e^{i\xi}$	$1 - e^{i\xi}$
$1 - e^{i\xi}$	$1 + e^{i\xi}$
<hr/>	<hr/>
$r_{pp}$	$\left(1 - e^{i\xi}\right) r_{pp} + \left(1 + e^{i\xi}\right) r_{ps} \rightarrow A$
$r_{ps}$	$\left(1 - e^{i\xi}\right) r_{sp} + \left(1 + e^{i\xi}\right) r_{ss} \rightarrow B$
<hr/>	<hr/>
$\cos^2\theta_a$	$A \cos^2\theta_a + B \cos\theta_a \operatorname{sen}\theta_a$
$\cos\theta_a \operatorname{sen}\theta_a$	$A \cos\theta_a \operatorname{sen}\theta_a + B \operatorname{sen}^2\theta_a$
$\operatorname{sen}^2\theta_a$	

Com  $A = (1 - e^{i\xi}) r_{pp} + (1 + e^{i\xi}) r_{ps}$  e  $B = (1 - e^{i\xi}) r_{sp} + (1 + e^{i\xi}) r_{ss}$ , resulta que:

$$\begin{aligned} 8I/E_0^2 &= |A \cos^2\theta_a + B \cos\theta_a \operatorname{sen}\theta_a|^2 + |A \cos\theta_a \operatorname{sen}\theta_a + B \operatorname{sen}^2\theta_a|^2 \\ 8I/E_0^2 &= |\cos\theta_a (A \cos\theta_a + B \operatorname{sen}\theta_a)|^2 + |\operatorname{sen}\theta_a (A \cos\theta_a + B \operatorname{sen}\theta_a)|^2 \\ 8I/E_0^2 &= \cos^2\theta_a |A \cos\theta_a + B \operatorname{sen}\theta_a|^2 + \operatorname{sen}^2\theta_a |A \cos\theta_a + B \operatorname{sen}\theta_a|^2 \\ 8I/E_0^2 &= (\cos^2\theta_a + \operatorname{sen}^2\theta_a) |A \cos\theta_a + B \operatorname{sen}\theta_a|^2 = |A \cos\theta_a + B \operatorname{sen}\theta_a|^2 \\ 8I/E_0^2 &= |A|^2 \cos^2\theta_a + |B|^2 \operatorname{sen}^2\theta_a + \cos\theta_a \operatorname{sen}\theta_a 2 \operatorname{Re}(AB^*). \end{aligned}$$

Vamos definir aqui que  $m_x = 0$  e por isso sempre que o coeficiente  $r_{pp}$  não tiver dependência com a magnetização, será chamado de  $r_{pp}^0$ . Considerando que  $|r_{ps}| \ll |r_{pp}^0|$  e  $|r_{sp}| \ll |r_{ss}|$  temos que:

$$\begin{aligned} 8I/E_0^2 &= \cos^2\theta_a \left[ |r_{pp}^0|^2 (2 - 2\cos\xi) + 4 \operatorname{sen}\xi \operatorname{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^*) \right] \\ &\quad + \operatorname{sen}^2\theta_a \left[ |r_{ss}|^2 (2 + 2\cos\xi) - 4 \operatorname{sen}\xi \operatorname{Im}(r_{ss} r_{sp}^*) \right] \\ &\quad + \operatorname{sen}2\theta_a \left\{ (2 - 2\cos\xi) \operatorname{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^*) + (2 + 2\cos\xi) \operatorname{Re}(r_{ss} r_{ps}^*) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
4I/E_0^2 &= \cos^2\theta_a |r_{pp}^0|^2 + \text{sen}^2\theta_a |r_{ss}|^2 + \text{sen}2\theta_a \text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss} r_{ps}^*) \\
&\quad + \cos\xi \left[ -\cos^2\theta_a |r_{pp}^0|^2 + \text{sen}^2\theta_a |r_{ss}|^2 + \text{sen}2\theta_a \text{Re}(r_{ss} r_{ps}^* - r_{pp}^0 r_{sp}^*) \right] \\
&\quad - 2\text{sen}\xi \left[ -\cos^2\theta_a \text{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^*) + \text{sen}^2\theta_a \text{Im}(r_{ss} r_{sp}^*) \right].
\end{aligned}$$

Substituindo  $\xi = \alpha \cos\omega t$  nos termos  $\text{sen}\xi$  e  $\cos\xi$ , podemos expandir as funções harmônicas em termos das funções de Bessel  $J_n(x)$  [32] até  $n = 2$  tornando a intensidade final :

$$\begin{aligned}
4I/E_0^2 &= \cos^2\theta_a |r_{pp}^0|^2 + \text{sen}^2\theta_a |r_{ss}|^2 + \text{sen}2\theta_a \text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss} r_{ps}^*) \quad (3.7) \\
&\quad + [J_0(\alpha) - 2J_2(\alpha)\cos 2\omega t] [-\cos^2\theta_a |r_{pp}^0|^2 + \text{sen}^2\theta_a |r_{ss}|^2 \\
&\quad\quad\quad + \text{sen}2\theta_a \text{Re}(r_{ss} r_{ps}^* - r_{pp}^0 r_{sp}^*)] \\
&\quad - [2J_1(\alpha)\cos\omega t] [-\cos^2\theta_a \text{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^*) + \text{sen}^2\theta_a \text{Im}(r_{ss} r_{sp}^*)].
\end{aligned}$$

Podemos observar que a intensidade final possui três componentes, uma componente contínua  $I_{dc}$  e duas dependentes das modulações em  $\omega = 50kHz$  e  $2\omega = 100kHz$ .

O termo  $J_0(\alpha)$  da função de Bessel pode ser eliminado se escolhermos um  $\alpha$  que faça  $J_0(\alpha) = 0$ , e isto é possível ao colocarmos um retardo no modulador de  $137.8^\circ$  [33] ou, através de outros retardos, privilegiar a função de Bessel  $J_1$  ou  $J_2$  maximizando assim o sinal em  $\omega$  ou  $2\omega$  respectivamente (veja figura 3.2).

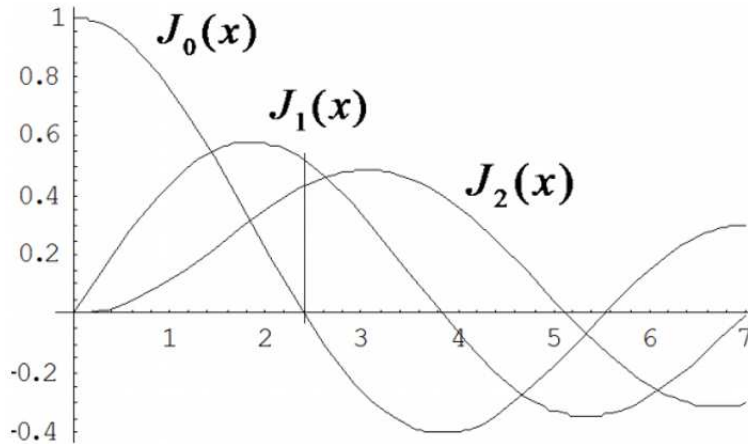


Figura 3.2: Gráfico das funções de Bessel  $J_0(x)$ ,  $J_1(x)$  e  $J_2(x)$

Iremos agora analisar a intensidade encontrada em função do ângulo no analisador  $\theta_a$ .

Para  $\theta_a = 0^\circ$

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{4} |r_{pp}^0|^2 \quad (3.8)$$

$$I_{2\omega} = \frac{E_0^2}{2} J_2 |r_{pp}^0|^2$$

$$I_\omega = \frac{E_0^2}{2} J_1 \text{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^*);$$

para  $\theta_a = 90^\circ$

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{4} |r_{ss}|^2 \quad (3.9)$$

$$I_{2\omega} = -\frac{E_0^2}{2} J_2 |r_{ss}|^2$$

$$I_\omega = -\frac{E_0^2}{2} J_1 \text{Im}(r_{ss} r_{sp}^*);$$

para  $\theta_a = 45^\circ$

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{8} [(|r_{pp}^0|^2 + |r_{ss}|^2) + 2\text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss} r_{ps}^*)] \quad (3.10)$$

$$I_{2\omega} = \frac{E_0^2}{4} J_2 [|r_{pp}^0|^2 - |r_{ss}|^2 + 2\text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* - r_{ss} r_{ps}^*)]$$

$$I_\omega = -\frac{E_0^2}{4} J_1 [\text{Im}(-r_{pp}^0 r_{ps}^* + r_{ss} r_{sp}^*)];$$

para  $\theta_a = -45^\circ$

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{8} [(|r_{pp}^0|^2 + |r_{ss}|^2) - 2\text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss} r_{ps}^*)] \quad (3.11)$$

$$I_{2\omega} = \frac{E_0^2}{4} J_2 [|r_{pp}^0|^2 - |r_{ss}|^2 - 2\text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* - r_{ss} r_{ps}^*)]$$

$$I_\omega = -\frac{E_0^2}{4} J_1 [\text{Im}(-r_{pp}^0 r_{ps}^* + r_{ss} r_{sp}^*)].$$

Sabemos então como obter combinações dos termos da matriz reflexão de Fresnel que trazem consigo informação acerca da magnetização no material.

## CASO II

$\mathbf{E}_L$  em  $45^\circ$ ,  $\mathbf{P} = 90^\circ$ ,  $\mathbf{M} = -45^\circ$ ,  $\mathbf{A} = \theta_a$  ou  $(\theta_a, S, -45, 90)$ :

Aplicando essa configuração em (3.1) encontramos:

$$4I/E_0^2 = \cos^2\theta_a |r_{pp}^0|^2 + \sin^2\theta_a |r_{ss}|^2 + \sin 2\theta_a \text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss} r_{ps}^*) \quad (3.12)$$

$$+ [J_0(\alpha) - 2J_2(\alpha) \cos 2\omega t] [\cos^2\theta_a |r_{pp}^0|^2 - \sin^2\theta_a |r_{ss}|^2$$

$$\begin{aligned}
& -\text{sen}2\theta_a \text{Re}(r_{ss}r_{ps}^* - r_{pp}^0 r_{sp}^*)] \\
& -[2J_1(\alpha)\cos\omega t][-\cos^2\theta_a \text{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^*) + \text{sen}^2\theta_a \text{Im}(r_{ss}r_{sp}^*)]
\end{aligned}$$

Iremos agora analisar a intensidade encontrada em função do ângulo do analisador  $\theta_a$ .

Para  $\theta_a = 0^\circ$

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{4} |r_{pp}^0|^2 \quad (3.13)$$

$$I_{2\omega} = -\frac{E_0^2}{2} J_2 |r_{pp}^0|^2$$

$$I_\omega = \frac{E_0^2}{2} J_1 \text{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^*);$$

para  $\theta_a = 90^\circ$

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{4} |r_{ss}|^2 \quad (3.14)$$

$$I_{2\omega} = \frac{E_0^2}{2} J_2 |r_{ss}|^2$$

$$I_\omega = -\frac{E_0^2}{2} J_1 \text{Im}(r_{ss}r_{sp}^*);$$

para  $\theta_a = 45^\circ$

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{8} [(|r_{pp}^0|^2 + |r_{ss}|^2) + 2\text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss}r_{ps}^*)] \quad (3.15)$$

$$I_{2\omega} = -\frac{E_0^2}{4} J_2 [|r_{pp}^0|^2 - |r_{ss}|^2 + 2\text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* - r_{ss}r_{ps}^*)]$$

$$I_\omega = -\frac{E_0^2}{4} J_1 [\text{Im}(-r_{pp}^0 r_{ps}^* + r_{ss}r_{sp}^*)];$$

para  $\theta_a = -45^\circ$

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{8} [(|r_{pp}^0|^2 + |r_{ss}|^2) - 2\text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss}r_{ps}^*)] \quad (3.16)$$

$$I_{2\omega} = -\frac{E_0^2}{4} J_2 [|r_{pp}^0|^2 - |r_{ss}|^2 - 2\text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* - r_{ss}r_{ps}^*)]$$

$$I_\omega = -\frac{E_0^2}{4} J_1 [\text{Im}(-r_{pp}^0 r_{ps}^* + r_{ss}r_{sp}^*)].$$

Podemos concluir que essas duas configurações  $(\theta_a, S, 45, 90)$  e  $(\theta_a, S, -45, 90)$  diferem entre si somente pela rotação no sentido oposto do modulador mas que traz como resultado uma troca de sinais nos termos de  $I_{2\omega}$  para  $\theta_a = 0, -45, 45$  e  $90$ .

## CASO III

$\mathbf{E}_L$  em  $45^\circ$ ,  $\mathbf{P} = 0^\circ$ ,  $\mathbf{M} = 45^\circ$ ,  $\mathbf{A} = \theta_a$  ou  $(\theta_a, S, 45, 0)$ :

Aplicando essa configuração em (3.1) encontramos:

$$\begin{aligned}
4I/E_0^2 = & \cos^2\theta_a|r_{pp}^0|^2 + \sin^2\theta_a|r_{ss}^0|^2 + \sin 2\theta_a \operatorname{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss}^0 r_{ps}^*) \\
& + [J_0(\alpha) - 2J_2(\alpha)\cos 2\omega t][\cos^2\theta_a|r_{pp}^0|^2 - \sin^2\theta_a|r_{ss}^0|^2 \\
& \quad - \sin 2\theta_a \operatorname{Re}(r_{ss}^0 r_{ps}^* - r_{pp}^0 r_{sp}^*)] \\
& - [2J_1(\alpha)\cos \omega t][\cos^2\theta_a \operatorname{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^*) - \sin^2\theta_a \operatorname{Im}(r_{ss}^0 r_{sp}^*)]
\end{aligned} \tag{3.17}$$

Iremos agora analisar a intensidade encontrada em função do ângulo do analisador  $\theta_a$ .

Para  $\theta_a = 0^\circ$

$$\begin{aligned}
I_{dc} &= \frac{E_0^2}{4}|r_{pp}^0|^2 \\
I_{2\omega} &= -\frac{E_0^2}{2}J_2|r_{pp}^0|^2 \\
I_\omega &= -\frac{E_0^2}{2}J_1 \operatorname{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^*);
\end{aligned} \tag{3.18}$$

para  $\theta_a = 90^\circ$

$$\begin{aligned}
I_{dc} &= \frac{E_0^2}{4}|r_{ss}^0|^2 \\
I_{2\omega} &= \frac{E_0^2}{2}J_2|r_{ss}^0|^2 \\
I_\omega &= \frac{E_0^2}{2}J_1 \operatorname{Im}(r_{ss}^0 r_{sp}^*);
\end{aligned} \tag{3.19}$$

para  $\theta_a = 45^\circ$

$$\begin{aligned}
I_{dc} &= \frac{E_0^2}{8}[(|r_{pp}^0|^2 + |r_{ss}^0|^2) + 2\operatorname{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss}^0 r_{ps}^*)] \\
I_{2\omega} &= -\frac{E_0^2}{4}J_2[|r_{pp}^0|^2 - |r_{ss}^0|^2 + 2\operatorname{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* - r_{ss}^0 r_{ps}^*)] \\
I_\omega &= -\frac{E_0^2}{4}J_1[\operatorname{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^* - r_{ss}^0 r_{sp}^*)];
\end{aligned} \tag{3.20}$$

para  $\theta_a = -45^\circ$

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{8}[(|r_{pp}^0|^2 + |r_{ss}^0|^2) - 2\operatorname{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss}^0 r_{ps}^*)] \tag{3.21}$$

$$I_{2\omega} = -\frac{E_0^2}{4} J_2[|r_{pp}^0|^2 - |r_{ss}|^2 - 2\text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* - r_{ss} r_{ps}^*)]$$

$$I_{\omega} = -\frac{E_0^2}{4} J_1[\text{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^* - r_{ss} r_{sp}^*)].$$

Podemos concluir que  $(\theta_a, S, 45, 0)$  difere de  $(\theta_a, S, -45, 90)$  por uma troca de sinais nos termos de  $I_{\omega}$  para  $\theta_a = 0, -45, 45$  e  $90$ .

### CASO IV

$\mathbf{E}_L$  em  $45^\circ$ ,  $\mathbf{P} = 45^\circ$ ,  $\mathbf{M} = 0^\circ$ ,  $\mathbf{A} = \theta_a$  ou  $(\theta_a, S, 0, 45)$ :

Aplicando essa configuração em (3.1) encontramos:

$$I/E_0^2 = \cos^2\theta_a |r_{pp}^0|^2 + \sin^2\theta_a |r_{ss}|^2 + \sin 2\theta_a \text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss} r_{ps}^*) \quad (3.22)$$

$$+ [J_0(\alpha) - 2J_2(\alpha) \cos 2\omega t] [2\cos^2\theta_a \text{Re}(r_{pp}^0 r_{ps}^*) + 2\sin^2\theta_a \text{Re}(r_{ss} r_{sp}^*)$$

$$+ \sin 2\theta_a \text{Re}(r_{pp}^{0*} r_{ss})]$$

$$+ [2J_1(\alpha) \cos \omega t] [2\cos^2\theta_a \text{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^*) - 2\sin^2\theta_a \text{Im}(r_{ss} r_{sp}^*)]$$

Iremos agora analisar a intensidade encontrada em função do ângulo do analisador  $\theta_a$ .

Para  $\theta_a = 0^\circ$

$$I_{dc} = E_0^2 |r_{pp}^0|^2 \quad (3.23)$$

$$I_{2\omega} = -4E_0^2 J_2 \text{Re}(r_{pp}^0 r_{ps}^*)$$

$$I_{\omega} = 4E_0^2 J_1 \text{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^*);$$

para  $\theta_a = 90^\circ$

$$I_{dc} = E_0^2 |r_{ss}|^2 \quad (3.24)$$

$$I_{2\omega} = -4E_0^2 J_2 \text{Re}(r_{ss} r_{sp}^*)$$

$$I_{\omega} = -4E_0^2 J_1 \text{Im}(r_{ss} r_{sp}^*);$$

para  $\theta_a = 45^\circ$

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{2} [(|r_{pp}^0|^2 + |r_{ss}|^2) + \text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss} r_{ps}^*)] \quad (3.25)$$

$$I_{2\omega} = -2E_0^2 J_2 [\text{Re}(r_{pp}^{0*} r_{ps} + r_{ss} r_{sp}^* + r_{pp}^{0*} r_{ss})]$$

$$I_{\omega} = 2E_0^2 J_1 [\text{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^* - r_{ss} r_{sp}^*)];$$

para  $\theta_a = -45^\circ$

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{2} [ (|r_{pp}^0|^2 + |r_{ss}^0|^2) - \text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss}^0 r_{ps}^*) ] \quad (3.26)$$

$$I_{2\omega} = -2E_0^2 J_2 [ \text{Re}(r_{pp}^{0*} r_{ps} + r_{ss} r_{sp}^* - r_{pp}^{0*} r_{ss}) ]$$

$$I_{\omega} = 2E_0^2 J_1 [ \text{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^* - r_{ss} r_{sp}^*) ]$$

Como foram calculadas as intensidades para  $\theta_a = 0^\circ, 45^\circ, -45^\circ, 90^\circ$ , em cada um dos casos (CASO I a IV), logo temos 16 configurações analisadas. Resumidamente temos que:

- Os termos  $I_{\omega}$  contêm sempre a parte imaginária de combinações dos coeficientes de reflexão  $\text{Im}(r_{ij} r_{kl})$ .
- Os termos  $I_{dc}$  e  $I_{2\omega}$  possuem sempre partes reais de combinações dos coeficientes de reflexão  $\text{Re}(r_{ij} r_{kl})$  ou  $|r_{ij}|^2$ .
- Alguns componentes que não são obtidos diretamente por uma medida podem ser calculados através de combinações de medidas.

### 3.2 Decompondo $m_y$ e $m_z$

Para separarmos as 3 componentes da magnetização em um filme, precisamos manipular os coeficientes da matriz reflexão e através de uma combinação linear, ou mesmo de uma sequência lógica de medidas obter  $m_x, m_y$  e  $m_z$ .

Esse assunto já foi abordado por vários autores na literatura [6, 7, 33] e diferentes métodos de separação foram propostos. Ding *et. al.*[7] propuseram inverter o analisador com o laser causando uma inversão de sinal em  $\text{sen}\theta_2$  presente em (2.28) e (2.29). Com essa inversão de sinais, ao somar as contribuições de uma incidência com a outra obtêm-se somente a componente  $m_z$  e ao subtraí-las obtêm-se somente a componente  $m_y$ . Um problema desse método ocorre nessa soma/subtração de sinais onde os autores consideram  $\text{cos}\theta_2 = \text{sen}\theta_2$ , que em geral não é correto. Uma outra dificuldade consiste em conseguir focalizar o laser na mesma posição da amostra (e da janela) ao inverter as posições do laser com o analisador. Isto é realizado [7] utilizando outro laser para marcar essas posições, mas em nosso aparato experimental isto não é possível pela impossibilidade de fixação de outro laser como também pela amostra estar inserida em UHV e as janelas de observação serem pequenas.

Vavassori [6] assume que  $\text{cos}\theta_2 \neq \text{sen}\theta_2$  e ao fazer uma combinação linear entre as equações (2.28) e (2.29), representa essas combinações como um valor

proporcional às magnetizações  $m_z$  e  $m_y$ . Depois ele desenvolve um método para determinar  $m_x$  e para eliminar as constantes de proporcionalidade ele divide as magnetizações por sua saturação.

Colocando o ângulo de refração  $\theta_2$  em função do ângulo de incidência  $\theta_1$  e de  $n$  e  $\kappa$ , podemos calcular seu valor e perceber que em geral  $\cos\theta_2$  é diferente de  $\sin\theta_2$  salvo exceções, por isso desenvolvemos dois métodos que levam em conta a variação desses fatores.

O primeiro método tem como base a rotação do campo magnético externo aplicado e amostra, fazendo com que as magnetizações no plano se invertam enquanto a magnetização fora do plano se mantém, o que torna possível a separação das magnetizações com uma soma/subtração de medidas.

O segundo método consiste em manipular os coeficientes de reflexão de Fresnel das equações (2.26) a (2.29) encontrando combinações entre elas, se necessário, para separar as componentes da magnetização para, enfim, encontrar combinações de medidas dispostas nos CASOS I a V que trarão a informação sobre essas magnetizações. Esse procedimento será extenso mas necessário para o conhecimento dos termos nos coeficientes de reflexão de Fresnel e sua influência nas medidas que trazem como resultado as três magnetizações.

### 3.2.1 Método I

O método consiste em girar o campo magnético externo aplicado e a amostra de  $180^\circ$ , fazendo com que as magnetizações no plano se invertam enquanto a magnetização fora do plano mantém-se.

Antes da rotação de  $180^\circ$ :  $m_z, m_x$  e  $m_y$ .

Depois da rotação de  $180^\circ$ :  $m_z, -m_x$  e  $-m_y$ .

Iremos aplicar essa rotação nos coeficientes de Fresnel fazendo com que se invertam as magnetizações no plano e depois calcular a soma e a diferença dos coeficientes antes e depois da rotação para isolarmos as magnetizações. Temos para os coeficientes  $r_{pp}^0 r_{ps}^*$ :

$$r_{pp}^0 r_{ps}^* = r_{ss}(r_{ss} r_{ps}^*) = r_{ss} \underbrace{\frac{(1 - \sqrt{2n_2^2 - 1})}{(1 + \sqrt{2n_2^2 - 1})}}_{r_{ss}} \underbrace{\frac{i\sqrt{2} [m_y + m_z(\sqrt{2n_2^2 - 1})] (Q' - iQ'')}{\left(n_2^* + \frac{\sqrt{2n_2^2 - 1}}{n_2^*}\right) \left(1 + \sqrt{2n_2^2 - 1}\right) \left(\frac{\sqrt{2n_2^2 - 1}}{n_2^*}\right)}}_{r_{ps}^*}$$



onde foi usado  $r_{pp}^0 = r_{ss}^2$  (A.3), racionalizando fica:

$$r_{pp}^0 r_{ps}^* = D \left( r_{ss}^r + r_{ss}^i \right) (E' + iE'') \left[ m_y + m_z (\sqrt{2n_2^2 - 1})^* \right] \quad (3.27)$$

onde:

$$D = \frac{\sqrt{2}}{\left| 1 + \sqrt{2n_2^2 - 1} \right|^2 \left| n_2 + \frac{\sqrt{2n_2^2 - 1}}{n_2} \right|^2 \left| \frac{\sqrt{2n_2^2 - 1}}{n_2} \right|^2} \quad (3.28)$$

$$E' + iE'' = (Q'' + iQ') \left[ \left( 2n_2^2 - 1 + \sqrt{2n_2^2 - 1} \right) \left( \frac{1}{n_2^2} - 1 \right) \right]. \quad (3.29)$$

Temos  $E'$  e  $E''$  definidos explicitamente no apêndice C. Obtemos de forma semelhante para os coeficientes  $r_{ss} r_{sp}^*$ :

$$r_{ss} r_{sp}^* = -D (E' + iE'') \left[ m_y - m_z (\sqrt{2n_2^2 - 1})^* \right]. \quad (3.30)$$

Agora que conhecemos as dependências dos coeficientes podemos somar/subtrair os mesmos antes/depois da rotação para separar as magnetizações:

$$r_{pp}^0 r_{ps}^* - \left( r_{pp}^0 r_{ps}^* \right)^r = D \left[ E' r_{ss}^r - E'' r_{ss}^i + i \left( E' r_{ss}^i + E'' r_{ss}^r \right) \right] (2m_y) \quad (3.31)$$

$$r_{pp}^0 r_{ps}^* + \left( r_{pp}^0 r_{ps}^* \right)^r = D \left[ E' r_{ss}^r - E'' r_{ss}^i + i \left( E' r_{ss}^i + E'' r_{ss}^r \right) \right] 2m_z \left( \sqrt{2n_2^2 - 1} \right)^*$$

onde o índice  $r$  denota que foi feito a rotação da amostra e do campo magnético externo de  $180^\circ$ .

Separando a parte real e imaginária das equações acima encontramos:

$$\operatorname{Re} \left( r_{pp}^0 r_{ps}^* \right) - \operatorname{Re} \left( r_{pp}^0 r_{ps}^* \right)^r = 2D \left( E' r_{ss}^r - E'' r_{ss}^i \right) m_y \quad (3.32)$$

$$\operatorname{Im} \left( r_{pp}^0 r_{ps}^* \right) - \operatorname{Im} \left( r_{pp}^0 r_{ps}^* \right)^r = 2D \left( E' r_{ss}^i + E'' r_{ss}^r \right) m_y \quad (3.33)$$

$$\operatorname{Re} \left( r_{pp}^0 r_{ps}^* \right) + \operatorname{Re} \left( r_{pp}^0 r_{ps}^* \right)^r = 2D \left[ \left( E' r_{ss}^r - E'' r_{ss}^i \right) x + \left( E' r_{ss}^i + E'' r_{ss}^r \right) y \right] m_z \quad (3.34)$$

$$\operatorname{Im} \left( r_{pp}^0 r_{ps}^* \right) + \operatorname{Im} \left( r_{pp}^0 r_{ps}^* \right)^r = 2D \left[ \left( -E' r_{ss}^r + E'' r_{ss}^i \right) y + \left( E' r_{ss}^i + E'' r_{ss}^r \right) x \right] m_z \quad (3.35)$$

sendo  $\sqrt{2n_2^2 - 1}^* = x - iy$  onde

$$x = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{a^2 + b^2} + a} \quad y = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{a^2 + b^2} - a} \quad (3.36)$$

$$a = 2n^2(1 - \kappa^2) - 1 \quad b = -4n^2\kappa.$$

De forma semelhante obtemos para o coeficiente  $r_{ss}r_{sp}^*$ :

$$r_{ss}r_{sp}^* - (r_{ss}r_{sp}^*)^r = -2D(E' + iE'')m_y \quad (3.37)$$

$$r_{ss}r_{sp}^* + (r_{ss}r_{sp}^*)^r = 2D(E' + iE'')\sqrt{2n_2^2 - 1}^* m_z. \quad (3.38)$$

Separando a parte real e imaginária das equações acima encontramos:

$$Re(r_{ss}r_{sp}^*) - Re(r_{ss}r_{sp}^*)^r = -2DE'm_y \quad (3.39)$$

$$Im(r_{ss}r_{sp}^*) - Im(r_{ss}r_{sp}^*)^r = -2DE''m_y \quad (3.40)$$

$$Re(r_{ss}r_{sp}^*) + Re(r_{ss}r_{sp}^*)^r = 2D(E'x + E''y)m_z \quad (3.41)$$

$$Im(r_{ss}r_{sp}^*) + Im(r_{ss}r_{sp}^*)^r = 2D(-E'y + E''x)m_z \quad (3.42)$$

sendo  $x$  e  $y$  definidos pela equação (3.36).

Agora basta encontrarmos configurações dentre os CASOS I a IV que forneçam as somas e subtrações feitas no processo acima. O CASO IV é o melhor dentre os demais por apresentar maior valor na intensidade final medida. Utilizando o CASO IV ( $\theta_a, S, 0, 45$ ) temos pelas equações em (3.23) e (3.24) que:

$$\frac{I_{2\omega}(90, S, 0, 45)}{I_{dc}(90, S, 0, 45)} = i_{2\omega}^{(90, S, 0, 45)} = -4J_2 Re(r_{ss}r_{sp}^*) \quad (3.43)$$

$$\frac{I_{\omega}(90, S, 0, 45)}{I_{dc}(90, S, 0, 45)} = i_w^{(90, S, 0, 45)} = -4J_1 Im(r_{ss}r_{sp}^*) \quad (3.44)$$

$$\frac{I_{2\omega}(0, S, 0, 45)}{I_{dc}(0, S, 0, 45)} = i_{2\omega}^{(0, S, 0, 45)} = -4J_2 Re(r_{pp}^0 r_{ps}^*) \quad (3.45)$$

$$\frac{I_{\omega}(0, S, 0, 45)}{I_{dc}(0, S, 0, 45)} = i_w^{(0, S, 0, 45)} = 4J_1 Im(r_{pp}^0 r_{ps}^*). \quad (3.46)$$

Substituindo as medidas acima nas equações (3.32) a (3.35) e (3.39) a (3.42) obtemos as magnetizações em termos das medidas. Da equação (3.32) obtemos:

$$m_y = -\frac{\left(i_{2w}^{(0,S,0,45)r} - i_{2w}^{(0,S,0,45)}\right)}{8J_2D(E'r_{ss}^r - E''r_{ss}^i)}, \quad (3.47)$$

ou da equação (3.33):

$$m_y = \frac{\left(i_w^{(0,S,0,45)r} - i_w^{(0,S,0,45)}\right)}{8J_1D(E'r_{ss}^i + E''r_{ss}^r)}, \quad (3.48)$$

ou da equação (3.34):

$$m_z = -\frac{\left(i_{2w}^{(0,S,0,45)r} + i_{2w}^{(0,S,0,45)}\right)}{8J_2D[(E'r_{ss}^r - E''r_{ss}^i)x + (E'r_{ss}^i + E''r_{ss}^r)y]}, \quad (3.49)$$

ou da equação (3.35):

$$m_z = \frac{i_w^{(0,S,0,45)r} + i_w^{(0,S,0,45)}}{8J_1D[(-E'r_{ss}^r + E''r_{ss}^i)y + (E'r_{ss}^i + E''r_{ss}^r)x]}. \quad (3.50)$$

Da equação(3.39) obtemos:

$$m_y = -\frac{\left(i_{2w}^{(90,S,0,45)r} - i_{2w}^{(90,S,0,45)}\right)}{8J_2DE'}, \quad (3.51)$$

ou da equação (3.40):

$$m_y = -\frac{\left(i_w^{(90,S,0,45)r} - i_w^{(90,S,0,45)}\right)}{8J_1DE''}, \quad (3.52)$$

ou da equação (3.41):

$$m_z = -\frac{\left(i_{2w}^{(90,S,0,45)r} + i_{2w}^{(90,S,0,45)}\right)}{8J_2D(E'x + E''y)}, \quad (3.53)$$

ou da equação (3.42):

$$m_z = -\frac{i_w^{(90,S,0,45)r} + i_w^{(90,S,0,45)}}{8J_1D(-E'y + E''x)}. \quad (3.54)$$

Para encontrarmos  $m_x$  basta fazer a subtração dos coeficientes de  $r_{pp}$ :

$$\frac{|r_{pp}|^2}{|r_{ss}|^2} - \left( \frac{|r_{pp}|^2}{|r_{ss}|^2} \right)^r = \frac{4Re(Br_{pp}^{0*})m_x}{|r_{ss}|^2} \quad (3.55)$$

onde:

$$B = \frac{2i\mu_1\mu_2n_1n_2\cos\theta_1\sin\theta_2Q}{\mu_1n_2\cos\theta_1 + \mu_2n_1\cos\theta_2}. \quad (3.56)$$

Podemos utilizar qualquer um dentre os CASOS I a IV para encontrarmos  $m_x$  em termos de medidas. Os CASOS I a III são equivalentes para o uso na equação (3.55). Utilizando o CASO I ( $\theta_a, S, 45, 90$ ) temos pelas equações em (3.8) e (3.9) que:

$$\frac{I_{2\omega}(0, S, 45, 90)}{I_{2\omega}(90, S, 45, 90)} = i_{2w}^{(\frac{0}{90}, S, 45, 90)} = -\frac{|r_{pp}|^2}{|r_{ss}|^2} \quad (3.57)$$

de onde reescrevemos:

$$\frac{|r_{pp}|^2}{|r_{ss}|^2} - \left( \frac{|r_{pp}|^2}{|r_{ss}|^2} \right)^r = -i_{2w}^{(\frac{0}{90}, S, 45, 90)} + i_{2w}^{(\frac{0}{90}, S, 45, 90)r}. \quad (3.58)$$

Substituindo 3.58 em 3.55 encontramos  $m_x$  em função de medidas:

$$m_x = \frac{|r_{ss}|^2 \left( -i_{2w}^{(\frac{0}{90}, S, 45, 90)} + i_{2w}^{(\frac{0}{90}, S, 45, 90)r} \right)}{4Re(Br_{pp}^{0*})}. \quad (3.59)$$

Agora que conseguimos separar as componentes da magnetização através do uso da magnetização reversa nas medidas, analisando os resultados temos que:

- Obtivemos quatro equações para  $m_y$  e  $m_z$  e uma para  $m_x$ , o que permite eliminarmos alguma dependência (como  $n$ ,  $\kappa$ , etc);
- Para compararmos  $m_y$ ,  $m_x$  e  $m_z$  precisamos dividir pela saturação ou eliminar as dependências de  $n$ ,  $\kappa$  e  $Q$ ;
- Para que o método funcione será necessário abranger uma área maior da amostra com o *spot* do laser a fim de obter contribuições de multi-domínios (se for o caso) garantindo que o laser atinja a mesma área após o giro de  $180^\circ$  em torno do eixo  $z$ .

### 3.2.2 Método II

Iremos separar inicialmente  $m_y$  e  $m_z$  que estão conectadas nos termos  $r_{ps}$  e  $r_{sp}$ , depois  $m_x$  e finalmente discutir como compará-las para realizar a magnetometria vetorial.

Se somarmos e subtrairmos os coeficiente (2.28) e (2.29) obtemos:

$$r_{ps} + r_{sp} = -2C \cos \theta_2 m_z \quad (3.60)$$

$$r_{ps} - r_{sp} = -2C \sin \theta_2 m_y \quad (3.61)$$

onde:

$$C = \frac{i\mu_1\mu_2 n_1 n_2 \cos \theta_1 Q}{(\mu_1 n_2 \cos \theta_1 + \mu_2 n_1 \cos \theta_2)(\mu_2 n_1 \cos \theta_1 + \mu_1 n_2 \cos \theta_2) \cos \theta_2}. \quad (3.62)$$

Isolando as magnetizações:

$$m_z \cos \theta_2 = -\frac{1}{2C} (r_{ps} + r_{sp}) \quad (3.63)$$

$$m_y \sin \theta_2 = \frac{1}{2C} (r_{sp} - r_{ps}) \quad (3.64)$$

e multiplicando o numerador e o denominador por  $r_{ss}^*$  temos que:

$$m_z \cos \theta_2 = -\frac{1}{2C r_{ss}^*} (r_{ps} r_{ss}^* + r_{sp} r_{ss}^*) \quad (3.65)$$

$$m_y \sin \theta_2 = \frac{1}{2C r_{ss}^*} (r_{sp} r_{ss}^* - r_{ps} r_{ss}^*). \quad (3.66)$$

Precisamos encontrar  $r_{sp} r_{ss}^*$  e  $r_{ps} r_{ss}^*$  por combinações de medidas, mas primeiro vamos manipulá-los para chegarmos no formato onde as intensidades demonstradas na seção 3.1 possam ser utilizadas:

$$r_{sp} r_{ss}^* = \text{Re}(r_{sp} r_{ss}^*) + i \text{Im}(r_{sp} r_{ss}^*) \quad (3.67)$$

$$r_{ps} r_{ss}^* = \frac{r_{ps} r_{ss}^* r_{pp}^{0*}}{r_{pp}^{0*}} = \frac{r_{ps} r_{ss}^* r_{pp}^{0*}}{r_{ss}^{*2}} = \frac{r_{ps} r_{pp}^{0*}}{r_{ss}^*} \quad \text{onde foi usado } r_{pp}^{0*} = r_{ss}^{*2} \text{ de (A.3)}$$

$$r_{ps} r_{ss}^* = \frac{r_{ps} r_{pp}^{0*}}{r_{ss}^*} = \frac{1}{r_{ss}^*} [\text{Re}(r_{ps} r_{pp}^{0*}) + i \text{Im}(r_{ps} r_{pp}^{0*})]. \quad (3.68)$$

Observe que agora as equações (3.23) e (3.24) ficam no formato onde podemos utilizar as intensidades calculadas se fizermos as transformações:

$$2\text{Re}(r_{ii} r_{ij}^*) = r_{ii}^* r_{ij} + r_{ii} r_{ij}^* = 2\text{Re}(r_{ii}^* r_{ij})$$

$$2i \text{Im}(r_{ii} r_{ij}^*) = r_{ii} r_{ij}^* - r_{ii}^* r_{ij} = -2\text{Im}(r_{ii}^* r_{ij})$$

Das equações (3.23) e (3.24) tiramos:

$$\text{Re}(r_{sp} r_{ss}^*) = -\frac{I_{2\omega}(90, S, 0, 45)}{4J_2 E_0^2} \quad (3.69)$$

$$Im(r_{sp}r_{ss}^*) = + \frac{I_{\omega}(90, S, 0, 45)}{4J_1E_0^2} \quad (3.70)$$

$$Re(r_{ps}r_{pp}^{0*}) = - \frac{I_{2\omega}(0, S, 0, 45)}{4J_2E_0^2} \quad (3.71)$$

$$Im(r_{ps}r_{pp}^{0*}) = - \frac{I_{\omega}(0, S, 0, 45)}{4J_1E_0^2}. \quad (3.72)$$

Pelo  $I_{dc}$  de (3.24) encontramos:

$$E_0^2 = \frac{I_{dc}(90, S, 45, 0)}{|r_{ss}|^2}; \quad (3.73)$$

ao substituirmos (3.73) em (3.69) temos:

$$Re(r_{sp}r_{ss}^*) = - \frac{i_{2\omega}(90, S, 0, 45)|r_{ss}|^2}{4J_2}; \quad (3.74)$$

onde:

$$i_{2\omega} = I(90, S, 0, 45)/I_{dc}(90, S, 0, 45). \quad (3.75)$$

Iremos utilizar a partir daqui a notação simplificada:

$$i_{\omega}(0, S, 0, 45) = i_{\omega}^0 \quad i_{2\omega}(0, S, 0, 45) = i_{2\omega}^0 \quad (3.76)$$

$$i_{\omega}(90, S, 0, 45) = i_{\omega}^{90} \quad i_{2\omega}(90, S, 0, 45) = i_{2\omega}^{90}.$$

Ao fazermos os passos das equações (3.73) a (3.75) para (3.70), (3.71) e (3.72) obtemos:

$$Re(r_{sp}r_{ss}^*) = - \frac{i_{2\omega}^{90}|r_{ss}|^2}{4J_2} \quad (3.77)$$

$$Im(r_{sp}r_{ss}^*) = + \frac{i_{\omega}^{90}|r_{ss}|^2}{4J_1} \quad (3.78)$$

$$Re(r_{ps}r_{pp}^{0*}) = - \frac{i_{2\omega}^0|r_{pp}^0|^2}{4J_2} \quad (3.79)$$

$$Im(r_{ps}r_{pp}^{0*}) = - \frac{i_{\omega}^0|r_{pp}^0|^2}{4J_1}. \quad (3.80)$$

Agora basta substituir (3.77) a (3.80) em (3.65) e (3.66) para obtermos:

$$m_z \cos \theta_2 = \frac{r_{ss}}{8C} \left[ \frac{i_{2\omega}^{90}}{J_2} - i \frac{i_{\omega}^{90}}{J_1} + \left( \frac{i_{2\omega}^0}{J_2} + i \frac{i_{\omega}^0}{J_1} \right) r_{ss} \right] \quad (3.81)$$

$$m_y \sin \theta_2 = \frac{r_{ss}}{8C} \left[ - \frac{i_{2\omega}^0}{J_2} + i \frac{i_{\omega}^0}{J_1} + \left( \frac{i_{2\omega}^{90}}{J_2} + i \frac{i_{\omega}^{90}}{J_1} \right) r_{ss} \right] \quad (3.82)$$

onde podemos visualizar uma combinação linear de medidas da forma:

$$m_z \cos\theta_2 = \frac{r_{ss}}{8C} (a + b) \quad (3.83)$$

$$m_y \sin\theta_2 = \frac{r_{ss}}{8C} (-a + b) \quad (3.84)$$

sendo:

$$a = \frac{i^{90}}{J_2} - i \frac{i^{90}}{J_1} \quad b = \left( \frac{i^0}{J_2} + i \frac{i^0}{J_1} \right) r_{ss}. \quad (3.85)$$

A partir das equações (3.81) e (3.82) é fácil perceber que precisaremos do índice de refração complexo do meio para conseguir separar  $m_y$  e  $m_z$  e compará-los proporcionalmente um com o outro.

Agora precisamos colocar (3.81) e (3.82) em um formato sem índices complexos, afinal as magnetizações são reais. Para tal, duas possibilidades serão exploradas nas subseções seguintes.

### Determinação de $m_z$ e $m_y$

Primeiramente iremos decompor (3.81) e (3.82) em parte real e imaginária:

$$m_z = \frac{r_{ss}}{8C \cos\theta_2} \left[ \frac{i^{90}}{J_2} + \frac{i^0}{J_2} r_{ss}^r - \frac{i^0}{J_1} r_{ss}^i + i \left( -\frac{i^{90}}{J_1} + \frac{i^0}{J_2} r_{ss}^i + \frac{i^0}{J_1} r_{ss}^r \right) \right] \quad (3.86)$$

$$m_y = \frac{r_{ss}}{8C \sin\theta_2} \left[ -\frac{i^{90}}{J_2} + \frac{i^0}{J_2} r_{ss}^r - \frac{i^0}{J_1} r_{ss}^i + i \left( \frac{i^{90}}{J_1} + \frac{i^0}{J_2} r_{ss}^i + \frac{i^0}{J_1} r_{ss}^r \right) \right] \quad (3.87)$$

onde:

$$r_{ss} = r_{ss}^r + i r_{ss}^i = \frac{1 - x^2 - y^2}{(1 + x)^2 + y^2} - i \frac{2y}{(1 + x)^2 + y^2} \quad (3.88)$$

sendo  $x$  e  $y$  funções do índice de refração complexo do meio definidos pela equação (3.36).

Agora podemos aplicar os métodos A e B a partir das equações acima e depois compará-los.

### Método A

Nesse método isolamos  $m_y$  e  $m_z$  dos termos  $\sin\theta_2$  e  $\cos\theta_2$  respectivamente e como as magnetizações devem ser reais, impomos essa condição que nos libera do uso de uma das variáveis iniciais.

Reescrevendo as equações (3.86) e (3.87) de modo simplificado:

$$m_z = (C' + iC'')(Z' + iZ'') \quad (3.89)$$

$$m_y = (S' + iS'')(Y' + iY'') \quad (3.90)$$

onde:

$$C' + iC'' = \frac{r_{ss}}{8C \cos \theta_2} \quad S' + iS'' = \frac{r_{ss}}{8C \sin \theta_2} \quad (3.91)$$

$$Z' + iZ'' = \frac{i_{2\omega}^{90}}{J_2} + \frac{i_{2\omega}^0 r_{ss}^r}{J_2} - \frac{i_{\omega}^0 r_{ss}^i}{J_1} + i \left( -\frac{i_{\omega}^{90}}{J_1} + \frac{i_{2\omega}^0 r_{ss}^i}{J_2} + \frac{i_{\omega}^0 r_{ss}^r}{J_1} \right) \quad (3.92)$$

$$Y' + iY'' = -\frac{i_{2\omega}^{90}}{J_2} + \frac{i_{2\omega}^0 r_{ss}^r}{J_2} - \frac{i_{\omega}^0 r_{ss}^i}{J_1} + i \left( \frac{i_{\omega}^{90}}{J_1} + \frac{i_{2\omega}^0 r_{ss}^i}{J_2} + \frac{i_{\omega}^0 r_{ss}^r}{J_1} \right). \quad (3.93)$$

Podemos perceber que o produto dos termos nas equações (3.89) e (3.90) vão gerar um número complexo que deve ser zero, gerando as condições:

$$C'Z'' + C''Z' = 0 \quad S'Y'' + S''Y' = 0 \quad (3.94)$$

$$C'' = -\frac{C'Z''}{Z'} \quad S'' = -\frac{S'Y''}{Y'}$$

substituindo as condições em (3.89) e (3.90) encontramos equações do tipo:

$$m_z = C' \left[ \frac{(Z'')^2 + (Z')^2}{Z'} \right] \quad (3.95)$$

$$m_y = S' \left[ \frac{(Y'')^2 + (Y')^2}{Y'} \right] \quad (3.96)$$

sendo  $C'(\theta_1, \theta_2, n_2, Q)$  e  $S'(\theta_1, \theta_2, n_2, Q)$  dependentes dos mesmos termos mas não é possível relacioná-los entre si proporcionalmente sem saber a constante de Voigt (Q).

## Método B

Nesse método abrimos em real e imaginário o  $\sin \theta_2$  e  $\cos \theta_2$  e ao passarmos dividindo para o outro lado da igualdade, consideraremos somente as partes reais dessas divisões.

Reescrevendo as equações (3.86) e (3.87) de modo a separar as componentes reais e imaginárias:

$$m_z(\cos^r \theta_2 + i \cos^i \theta_2) = \frac{r_{ss}}{8C} \left[ \frac{i_{2\omega}^{90}}{J_2} + \frac{i_{2\omega}^0 r_{ss}^r}{J_2} - \frac{i_{\omega}^0 r_{ss}^i}{J_1} + i \left( -\frac{i_{\omega}^{90}}{J_1} + \frac{i_{2\omega}^0 r_{ss}^i}{J_2} + \frac{i_{\omega}^0 r_{ss}^r}{J_1} \right) \right]$$

$$m_y(\sin^r \theta_2 + i \sin^i \theta_2) = \frac{r_{ss}}{8C} \left[ -\frac{i_{2\omega}^{90}}{J_2} + \frac{i_{2\omega}^0 r_{ss}^r}{J_2} - \frac{i_{\omega}^0 r_{ss}^i}{J_1} + i \left( \frac{i_{\omega}^{90}}{J_1} + \frac{i_{2\omega}^0 r_{ss}^i}{J_2} + \frac{i_{\omega}^0 r_{ss}^r}{J_1} \right) \right]$$

Reescrevendo as equações acima em termos de: (3.92), (3.93) e de

$$A' + iA'' = \frac{r_{ss}}{8C} \quad (3.97)$$



encontramos:

$$m_z(\cos^r\theta_2 + i\cos^i\theta_2) = (A' + iA'')(Z' + iZ'') = A'Z' - A''Z'' + i(A'Z'' + A''Z').$$

Agora basta dividir as partes real e imaginária depois da igualdade pelas respectivas real e imaginárias antes da igualdade na equação acima, ficando:

$$m_z = \frac{A'Z' - A''Z''}{\cos^r\theta_2} = \frac{(A'Z'' + A''Z')}{\cos^i\theta_2} \quad (3.98)$$

da mesma forma para  $m_y$  encontramos:

$$m_y = \frac{A'Y' - A''Y''}{\sen^r\theta_2} = \frac{(A'Y'' + A''Y')}{\sen^i\theta_2}. \quad (3.99)$$

Substituindo (2.30) e (2.32) nas equações (3.98) e (3.99) colocamos as magnetizações na forma:

$$m_z = \frac{\sqrt{2}n(1 + \kappa^2)}{x - \kappa y} (A'Z' - A''Z'') = \frac{\sqrt{2}n(1 + \kappa^2)}{y + \kappa x} (A'Z'' + A''Z') \quad (3.100)$$

$$m_y = \sqrt{2}n(1 + \kappa^2) (A'Y' - A''Y'') = \frac{\sqrt{2}n(1 + \kappa^2)}{\kappa} (A'Y'' + A''Y'). \quad (3.101)$$

Temos duas equações para cada magnetização e por elas serem fundamentalmente iguais, podemos utilizar de forma semelhante ao método A essa igualdade para diminuir um termo dependente que será o  $A'$ . A forma final simplificada das magnetizações fica:

$$m_z = \sqrt{2}n(1 + \kappa^2)A'' \left[ \frac{(Z'')^2 + (Z')^2}{Z'(y + \kappa x) - Z''(x - \kappa y)} \right] \quad (3.102)$$

$$m_y = \sqrt{2}n(1 + \kappa^2)A'' \left[ \frac{(Y'')^2 + (Y')^2}{Y'\kappa - Y''} \right] \quad (3.103)$$

onde  $x$  e  $y$  são definidos pelas equações em (3.36).

Podemos perceber que por esse método conseguimos colocar  $m_y$  e  $m_z$  proporcionais à mesma constante fora dos colchetes o que não ocorre no método A, logo fica possível relacionar ambas proporcionalmente sem precisar do valor da constante de Voigt.

A semelhança entre os resultados encontrados pelos dois métodos apenas reforça a veracidade dos mesmos. Ambos podem ser computacionalmente calculados a partir das intensidades medidas ( $i_\omega^0, i_{2\omega}^0, i_\omega^{90}, i_{2\omega}^{90}$ ).

Agora vamos decompor a magnetização  $m_x$  e ver como ela se correlaciona com as demais já decompostas.

### 3.3 Decompondo $m_x$

Dois artigos principais descrevem métodos de separação de  $m_x$ . O primeiro a ser publicado foi o de Osgood [33] onde descreve um processo que consiste em rodar todos os elementos ópticos de  $45^\circ$  em relação ao plano de incidência e depois, de um pequeno ângulo  $\beta$  rodar o polarizador para ajustar uma minimização do sinal de  $I_{2\omega}$  (100kHz) dado pelo amplificador *lock-in*. Essa intensidade final vai trazer consigo a componente  $m_x$ . O problema desse método é que  $\beta$  é obtido experimentalmente e várias medidas são necessárias para encontrá-lo.

O artigo mais recente de autoria de Vavassori [6], baseia-se no método feito por Osgood [33] para gerar um método mais eficiente onde não são necessárias várias medidas até se encontrar o valor ideal de  $\beta$ . Para reduzir o número de medidas todos os elementos ópticos são rodados de  $45^\circ$  e depois de  $-45^\circ$  em relação a configuração de ângulos inicial. Ao somar as contribuições normalizadas da intensidade modulada em  $2f$  para os dois sentidos de rotação, obtém-se um sinal proporcional a  $m_x$ .

Como a ordem dos nossos elementos ópticos é diferente da adotada em [6], tivemos que desenvolver outras configurações de ângulos para obtermos um resultado satisfatório.

A seguir, será utilizado o mesmo formalismo da seção 3.1.

A configuração base onde rodaremos os elementos ópticos é  $\mathbf{E}_L$  em  $45^\circ$ ,  $\mathbf{P} = 45^\circ$ ,  $\mathbf{M} = 0^\circ$ ,  $\mathbf{A} = 0^\circ$  ou  $(0, S, 0, 45)$ .

Ao rodarmos todos elementos ópticos de  $45^\circ$  e o analisador de  $45^\circ$ - $\beta$  obtemos uma nova configuração que é  $(45^\circ$ - $\beta$ , S,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ ). Aplicando essa configuração em (3.1) encontramos:

$$\begin{aligned}
 16I/E_0^2 = & (1 + \beta)^2 |r_{pp}^0|^2 + (1 - \beta)^2 |r_{ss}|^2 + 2(1 - \beta^2) \text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss} r_{ps}^*) \\
 & + [J_0(\alpha) - 2J_2(\alpha) \cos 2\omega t] [-(1 + \beta)^2 |r_{pp}|^2 + (1 - \beta)^2 |r_{ss}|^2] \\
 & + 2(1 - \beta^2) \text{Re}(r_{ss} r_{ps}^* - r_{pp} r_{sp}^*) \\
 & + [2J_1(\alpha) \cos \omega t] [2(1 + \beta)^2 \text{Im}(r_{pp} r_{ps}^*) - 2(1 - \beta)^2 \text{Im}(r_{ss} r_{sp}^*)].
 \end{aligned} \tag{3.104}$$

Iremos agora separar a intensidade encontrada no  $I_{dc}$  e em  $I_{2\omega}^{45}$  para enfim utilizá-los no final do processo:

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{16} [(1 + \beta)^2 |r_{pp}^0|^2 + (1 - \beta)^2 |r_{ss}|^2 + 2(1 - \beta^2) \text{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss} r_{ps}^*)] \tag{3.105}$$

$$I_{2\omega}^{45} = \frac{J_2 E_0^2}{8} [(1 + \beta)^2 |r_{pp}|^2 - (1 - \beta)^2 |r_{ss}|^2 - 2(1 - \beta^2) \text{Re}(r_{ss} r_{ps}^* - r_{pp} r_{sp}^*)]. \tag{3.106}$$

Agora iremos rodar todos os elementos ópticos de  $-45^\circ$  e o analisador de  $-45^\circ + \beta$  obtendo uma nova configuração que é  $(-45^\circ + \beta, S, -45, 0)$ . Aplicando essa configuração em (3.1) encontramos:

$$\begin{aligned}
16I/E_0^2 &= (1 + \beta)^2 |r_{pp}^0|^2 + (1 - \beta)^2 |r_{ss}|^2 - 2(1 - \beta^2) \operatorname{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss} r_{ps}^*) \\
&\quad + [J_0(\alpha) - 2J_2(\alpha) \cos 2\omega t] [(1 + \beta)^2 |r_{pp}|^2 - (1 - \beta)^2 |r_{ss}|^2] \\
&\quad + 2(1 - \beta^2) \operatorname{Re}(r_{ss} r_{ps}^* - r_{pp} r_{sp}^*) \\
&\quad + [2J_1(\alpha) \cos \omega t] [2(1 + \beta)^2 \operatorname{Im}(r_{pp} r_{ps}^*) - 2(1 - \beta)^2 \operatorname{Im}(r_{ss} r_{sp}^*)].
\end{aligned} \tag{3.107}$$

Iremos agora separar a intensidade encontrada no  $I_{dc}$  e em  $I_{2\omega}^{-45}$  para, enfim, utilizá-los no final do processo:

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{16} [(1 + \beta)^2 |r_{pp}^0|^2 + (1 - \beta)^2 |r_{ss}|^2 - 2(1 - \beta^2) \operatorname{Re}(r_{pp}^0 r_{sp}^* + r_{ss} r_{ps}^*)] \tag{3.108}$$

$$I_{2\omega}^{-45} = \frac{J_2 E_0^2}{8} [-(1 + \beta)^2 |r_{pp}|^2 + (1 - \beta)^2 |r_{ss}|^2 - 2(1 - \beta^2) \operatorname{Re}(r_{ss} r_{ps}^* - r_{pp} r_{sp}^*)]. \tag{3.109}$$

Podemos verificar que (3.105) e (3.108) são exatamente o mesmo se a parte real dos termos cruzados for zero. Isso pode ser considerado porque para nosso caso  $r_{pp}^0 = r_{ss}^2$  (A.3), logo desconsiderando os termos quadráticos de  $\beta$  (se  $\beta \ll 1$ ) encontramos:

$$I_{dc} = \frac{E_0^2}{16} |r_{ss}|^2 (|r_{ss}|^2 + 1). \tag{3.110}$$

Subtraindo (3.106) de (3.109) obtemos:

$$\frac{1}{J_2 E_0^2} (4I_{2\omega}^{45} - 4I_{2\omega}^{-45}) = (1 + \beta)^2 |r_{pp}|^2 - (1 - \beta)^2 |r_{ss}|^2. \tag{3.111}$$

Isolando  $E_0^2$  em (3.110) e substituindo em (3.111) encontramos:

$$\frac{1}{4J_2 I_{dc}} (I_{2\omega}^{45} - I_{2\omega}^{-45}) (|r_{ss}|^2 + 1) |r_{ss}|^2 = (1 + \beta)^2 |r_{pp}|^2 - (1 - \beta)^2 |r_{ss}|^2. \tag{3.112}$$

Utilizando a mesma notação simplificada de (3.76) em (3.112):

$$\frac{1}{4J_2} (i_{2\omega}^{45} - i_{2\omega}^{-45}) (|r_{ss}|^2 + 1) |r_{ss}|^2 = (1 + \beta)^2 |r_{pp}|^2 - (1 - \beta)^2 |r_{ss}|^2. \tag{3.113}$$

Substituindo  $\beta = \frac{|r_{ss}|^2 - |r_{pp}^0|^2}{2(|r_{ss}|^2 + |r_{pp}^0|^2)}$  [33], e manipulando somente o lado direito da igualdade em (3.113):

$$= |r_{pp}|^2 - |r_{ss}|^2 + \frac{(|r_{ss}|^2 - |r_{pp}^0|^2)}{(|r_{ss}|^2 + |r_{pp}^0|^2)}(|r_{ss}|^2 + |r_{pp}|^2). \quad (3.114)$$

Sabendo por (2.27) que:

$$|r_{pp}|^2 = |r_{pp}^0|^2 + 2Re(r_{pp}^{0*}B)m_x + |B|^2m_x^2 \quad (3.115)$$

onde:

$$B = \frac{2i\mu_1\mu_2n_1n_2\cos\theta_1\sin\theta_2Q}{\mu_1n_2\cos\theta_1 + \mu_2n_1\cos\theta_2} \quad (3.116)$$

descartando o termo quadrático  $|B|^2m_x^2$  que é pequeno e substituindo o restante de (3.115) em (3.114):

$$\begin{aligned} &= |r_{pp}^0|^2 + 2Re(r_{pp}^{0*}B)m_x - |r_{ss}|^2 + \frac{(|r_{ss}|^2 - |r_{pp}^0|^2)}{(|r_{ss}|^2 + |r_{pp}^0|^2)}(|r_{ss}|^2 + |r_{pp}^0|^2 + 2Re(r_{pp}^{0*}B)m_x) \\ &= 2Re(r_{pp}^{0*}B)m_x \left( 1 + \frac{(|r_{ss}|^2 - |r_{pp}^0|^2)}{(|r_{ss}|^2 + |r_{pp}^0|^2)} \right) = 2Re(r_{pp}^{0*}B)m_x \left( \frac{2|r_{ss}|^2}{|r_{ss}|^2 + |r_{pp}^0|^2} \right) \end{aligned}$$

ficando a equação (3.113):

$$\frac{1}{4J_2} (i_{2\omega}^{45} - i_{2\omega}^{-45}) (|r_{ss}|^2 + 1) |r_{ss}|^2 = 2Re(r_{pp}^{0*}B)m_x \left[ \frac{2|r_{ss}|^2}{|r_{ss}|^2 (1 + |r_{ss}|^2)} \right] \quad (3.117)$$

isolando  $m_x$  encontramos:

$$m_x = \frac{|r_{ss}|^4 (|r_{ss}|^2 + 1)^2}{16J_2 Re(r_{pp}^{0*}B)} (i_{2\omega}^{45} - i_{2\omega}^{-45}). \quad (3.118)$$

Conseguimos então obter uma configuração de medidas que nos fornece algo proporcional a  $m_x$ , mas para que seja possível comparar  $m_x$  com  $m_y$  e  $m_z$  será necessário conhecer não só o índice de refração complexo do meio ( $n$  e  $\kappa$ ) como a constante de Voigt do mesmo.

### 3.4 Comparando os métodos

A partir dos desenvolvimentos da seção anterior obtivemos 5 formas de obter  $m_y$  e  $m_z$  e duas formas de obter  $m_x$ . Ao analisarmos essas equações percebemos que as equações (3.47) a (3.54) obtidas pelo método I e as equações (3.102) e (3.103) obtidas pelo método IIB que determinam  $m_y$  e  $m_z$  são linearmente dependentes, assim como as duas formas de obter  $m_x$ .

Precisamos saturar a magnetização em uma dada direção para podermos eliminarmos as constantes de proporcionalidade.

Através de cálculos numéricos podemos utilizar essas equações de forma a determinar parte das sete variáveis dos coeficientes de reflexão, transformando esse conjunto de magnetometrias vetoriais em uma elipsometria generalizada com método diferente da retratada na literatura [4].

As discussões dos resultados da parte experimental serão analisadas somente do ponto de vista da magnetometria vetorial, como foi dito previamente na introdução desse trabalho. Serão apresentados pelo método IIB a separação da magnetização em  $m_z$  para dois filmes e explorada as aplicações do magnetômetro Kerr no capítulo 5.

Dentre os métodos descritos nas seções 3.2 e 3.3 não serão realizados nessa dissertação medidas experimentais pelo método I por não termos adquirido ainda um conjunto de lentes necessárias para fazê-lo. Seriam necessárias lentes para abrir o *spot* do laser sobre toda a amostra e para focalizar o feixe refletido no foto-detector. Com isso conseguiríamos abranger uma região maior da amostra e medir a intensidade média das contribuições de multi-domínios na área do *spot*. Isso é necessário porque ao girarmos a amostra de  $180^\circ$ , não podemos ter certeza que o *spot* do laser encontra-se no mesmo ponto, e se esse ponto for outro pode ainda corresponder a uma região de domínio diferente e o método não funcionará.

Independente desse método, é importante a instalação das lentes para termos a escolha de uma análise pontual de diferentes regiões da amostra ou de macro regiões que podem compreender um número maior de domínios magnéticos.

# Capítulo 4

## Experimental

Este capítulo descreve a montagem e as modificações realizadas na instrumentação do magnetômetro Kerr e como são obtidas as curvas de histerese em diferentes configurações.

### 4.1 Aparato do magnetômetro Kerr

Na figura (4.1) é apresentado um esquema da configuração experimental do Magnetômetro Kerr.

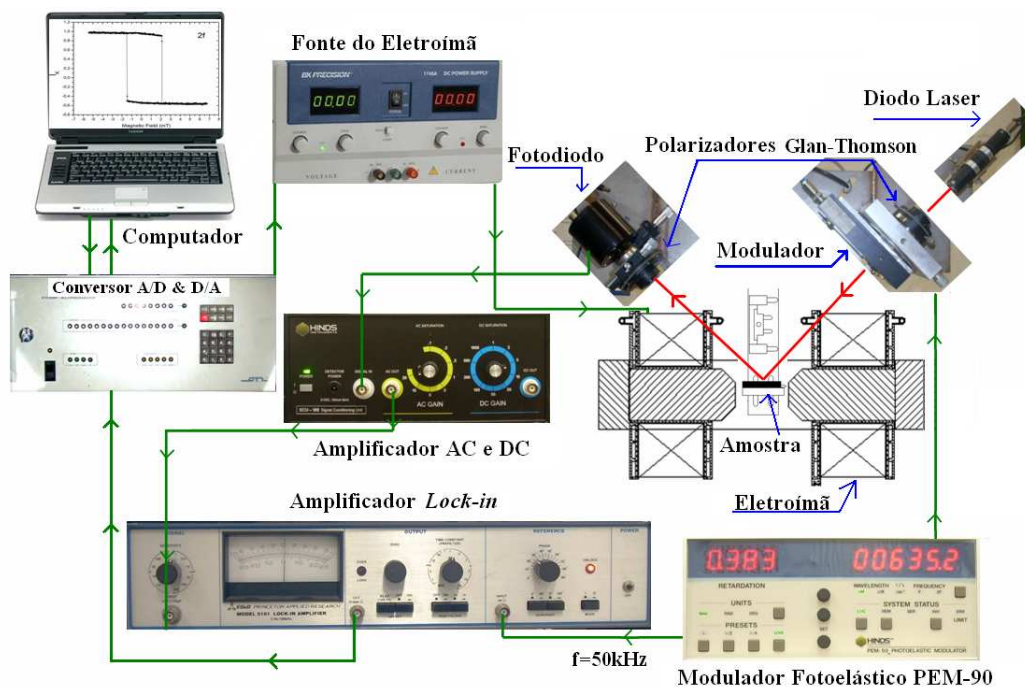


Figura 4.1: Diagrama da montagem experimental.

A configuração óptica é montada toda *ex-situ* sendo composta por um diodo laser com intensidade estável ( $\lambda = 635.2nm, 1mW$ ), dois polarizadores *Glan-Thomson*, um modulador fotoelástico (*Hinds*, PEM-90, frequência de modulação  $f = 50kHz$ ) e um fotodetector (*Hinds*, DET100-002).

A parte eletrônica é composta por um multiprogramador (STD-85MP) contendo conversores digital/analógico (D/A) e analógico/digital (A/D), uma fonte de tensão bipolar para as bobinas do eletroímã controlada pelo computador, um amplificador divisor de sinal alternado/contínuo (AC e DC), um amplificador *lock-in* e o modulador fotoelástico que possui ajustes de retardo da função de onda e escolha do comprimento de onda da luz utilizado.

Possuindo a mesma ordem dos elementos ópticos da figura 3.1, a luz do laser é polarizada linearmente, modulada por um modulador fotoelástico, refletida pela amostra, passa por um polarizador analisador e então sua intensidade final é detectada pelo fotodiodo.

Através do programa, o computador comunica-se com o multiprogramador que varia a intensidade do campo magnético aplicado na amostra através da variação da diferença de potencial nas bobinas ao mesmo tempo que coleta a variação da intensidade no fotodetector que traz a informação da magnetização na amostra. São então apresentados gráficos de intensidade versus campo magnético aplicado, geralmente curvas de histerese contendo informações magnéticas macroscópicas e microscópicas do material.

O sinal detectado pelo fotodiodo passa por um amplificador divisor de sinal *AC* e *DC* e a parte *AC* passa por um amplificador *lock-in* que detecta somente a intensidade modulada na frequência de referência aumentando a sensibilidade e qualidade das curvas. A frequência de modulação utilizada foi  $f_{mod} = 50kHz$  para todas as medidas realizadas.

O controle do campo magnético aplicado na amostra é feito por computador através do conversor *D/A* do multiprogramador (*STD - 85MP*) e a leitura dos *lock-in's* ( $f, 2f$ ) realizada pelos seus *A/D's*.

Todas as partes *in-situ* foram manufaturadas em aço inox 316 (não magnético) ou em cobre eletrolítico. O eletroímã fabricado está montado fora do vácuo, possui refrigeração a água e atinge um campo máximo de  $360 mT$  na posição da amostra. Uma vantagem deste *setup* frente a outras montagens é que o eletroímã pode ser girado e posicionado a qualquer ângulo no plano *xy*.

O magnetômetro Kerr construído permite experimentos MOKE nas três configurações: polar, longitudinal e transversal (veja figuras 4.3, 4.4 e 4.6).

## 4.2 Modificações na Instrumentação MOKE

A primeira montagem do magnetômetro Kerr foi realizada por Damião S. V. Junior e descrita em sua dissertação de mestrado [26]. A montagem *in-situ* recebeu diversas modificações mecânicas para melhorar o processo de medidas e eliminar problemas do *setup* original.

A parte *ex-situ* da montagem recebeu modificações como a implementação de uma eletrônica de estabilização de um laser, a utilização de entradas  $A/D$  do multiprogramador (STD-85MP) mais rápidas que o antigo multímetro utilizado, a elaboração de um novo software de controle e aquisição dos dados. Foi ainda construída uma nova fonte bipolar para as bobinas do eletroímã.

### 4.2.1 Modificações *in-situ*

Um esquema experimental da antiga montagem do magnetômetro Kerr pode ser vista na figura 4.2.

Foram identificadas alguns problemas nessa construção como:

1. Para que o feixe passasse pela janela de saída após a reflexão na amostra era necessário um perfeito alinhamento dos espelhos e da amostra. Encontrar uma posição na amostra em que o feixe refletido saísse pela janela de saída era um procedimento extremamente difícil;
2. Devido a inexistência de uma janela para visualização do feixe na amostra, nunca tinha-se certeza se o feixe encontrava-se exatamente no centro da amostra;
3. A haste de sustentação era construída de aço 316, em princípio não magnético. Entretanto observou-se que essa haste estavam sofrendo efeitos de força magnética, provocando alterações no sinal Kerr. Além disso a solda das janelas por ser ferromagnética sofriam também efeitos de campo magnético, por exemplo gerando uma birrefringência por constrição.

A fim de corrigir os problemas acima remodelamos a câmara MOKE como pode ser visto nas figuras 4.3 e 4.4.



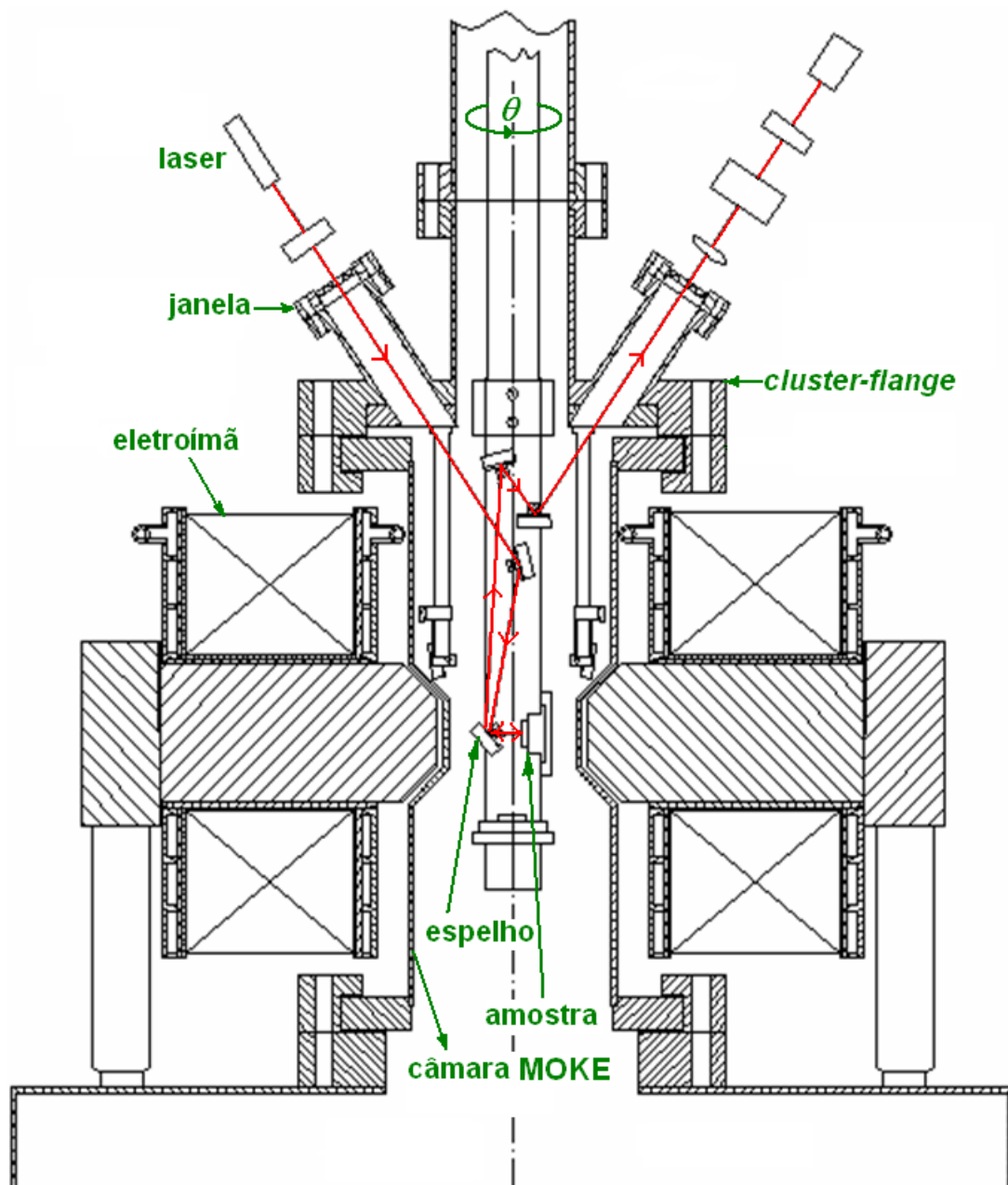


Figura 4.2: Magnetômetro Kerr antes das modificações.

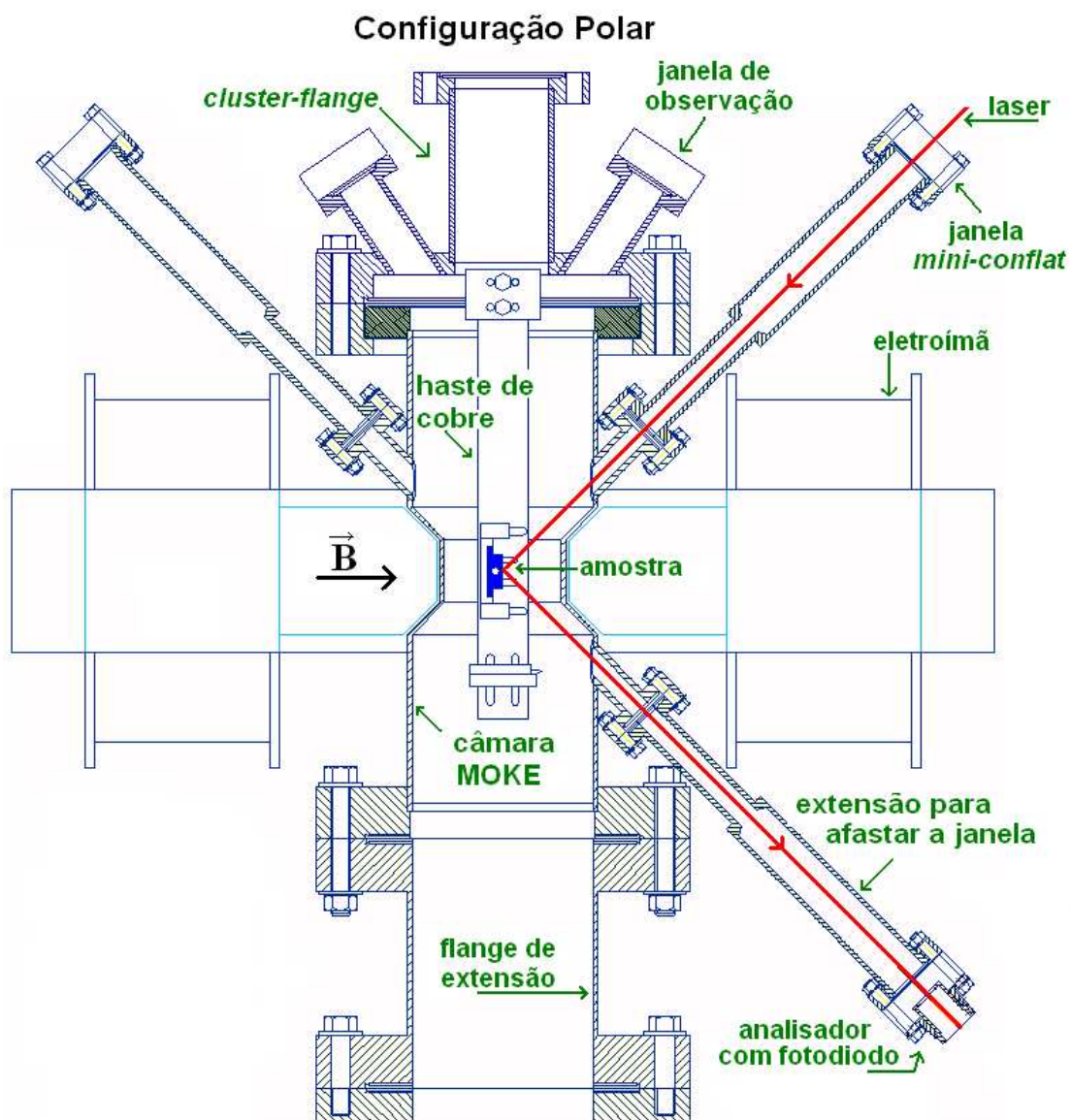


Figura 4.3: Configuração polar após as modificações.

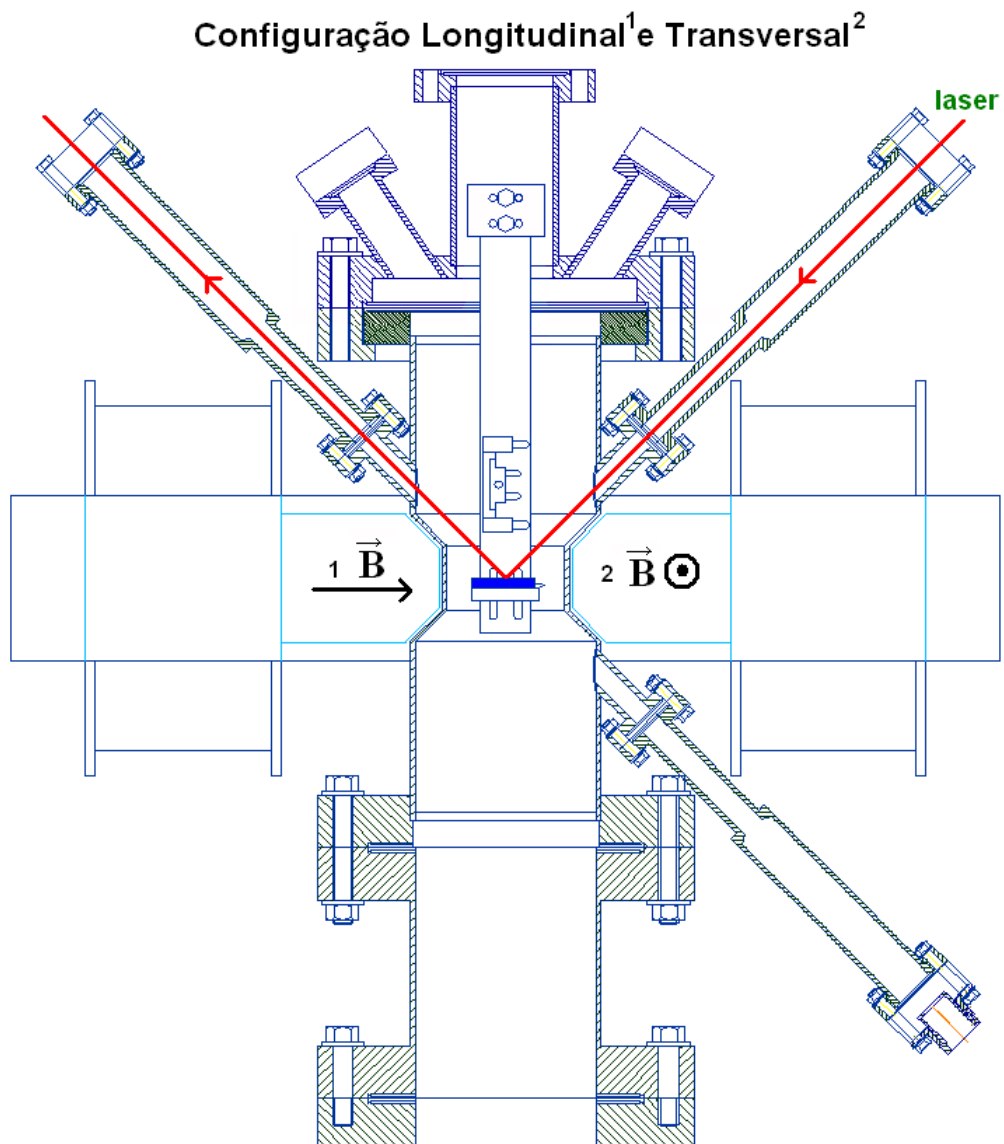


Figura 4.4: Configuração longitudinal e transversal após as modificações.

As principais modificações podem ser assim descritas:

1. Criação de novas saídas na câmara MOKE para que o feixe do laser incidisse diretamente na amostra, eliminando os espelhos. As bobinas do eletroímã foram um pouco afastadas para que isso fosse possível. Sem os espelhos, a dificuldade de alinhamento do feixe foi minimizado resolvendo o problema 1.
2. Mantendo o *cluster-flange* de seis janelas, pode-se com o novo *setup* visualizar onde o feixe incide na amostra eliminando o problema 2;
3. Criação de uma extensão para que as janelas ficassem mais afastadas do campo externo aplicado e de uma nova haste de suporte das amostras toda construída em cobre (figura 4.5) resolvendo assim o problema 3. Outros detalhes da construção pode ser visto através dos desenhos mecânicos no apêndice D.

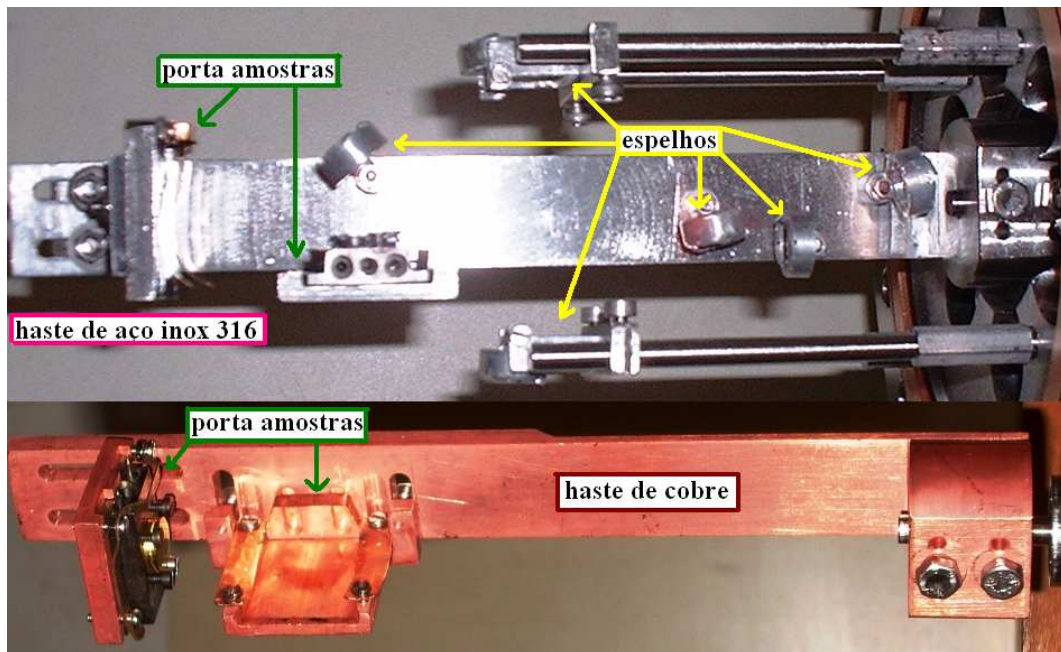


Figura 4.5: Modificação da antiga haste (acima) para nova haste (abaixo) de suporte da amostra.

Devido à nova posição das janelas e do eletroímã, foi necessária ainda a construção de um flange de extensão que também pode ser visualizado nas figuras 4.3 e 4.4. A foto do magnetômetro Kerr instalado no sistema de análise de superfície pode ser visto na figura 4.6.

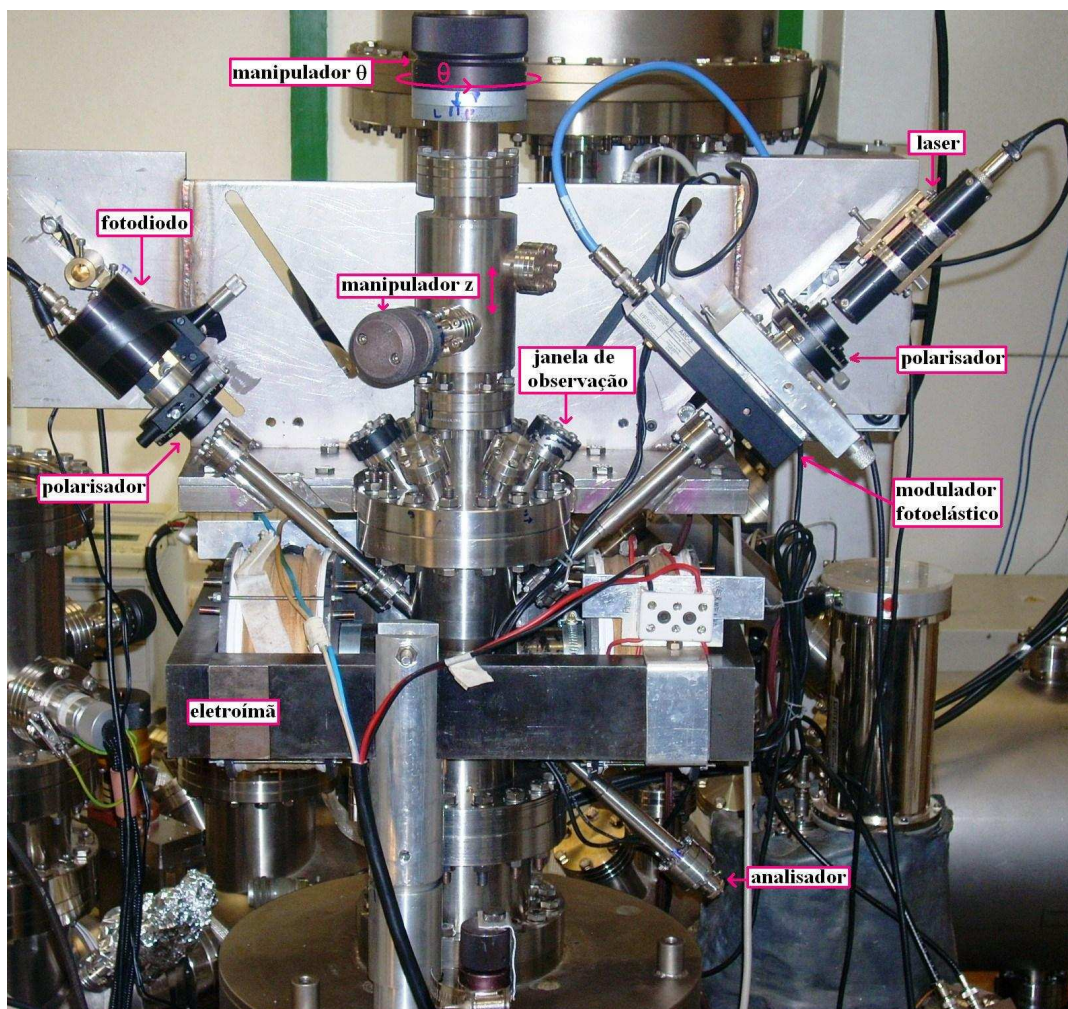


Figura 4.6: Magnetômetro Kerr.

#### 4.2.2 Modificações *ex-situ*

Foram também realizadas mudanças na instrumentação fora do vácuo para melhorar a qualidade e simplificar o processo de medida.

##### Estabilização de um laser

Foi necessário o desenvolvimento de um circuito para estabilização de um diodo laser já que o que vinha sendo utilizado anteriormente pertencia a outro laboratório de pesquisa. Um diagrama do circuito eletrônico pode ser visto na figura 4.7. Nos baseamos em um circuito de aplicação APC (*Automatic Power Control*) da Sanyo [34, 35].

O circuito possui basicamente dois amplificadores operacionais, um

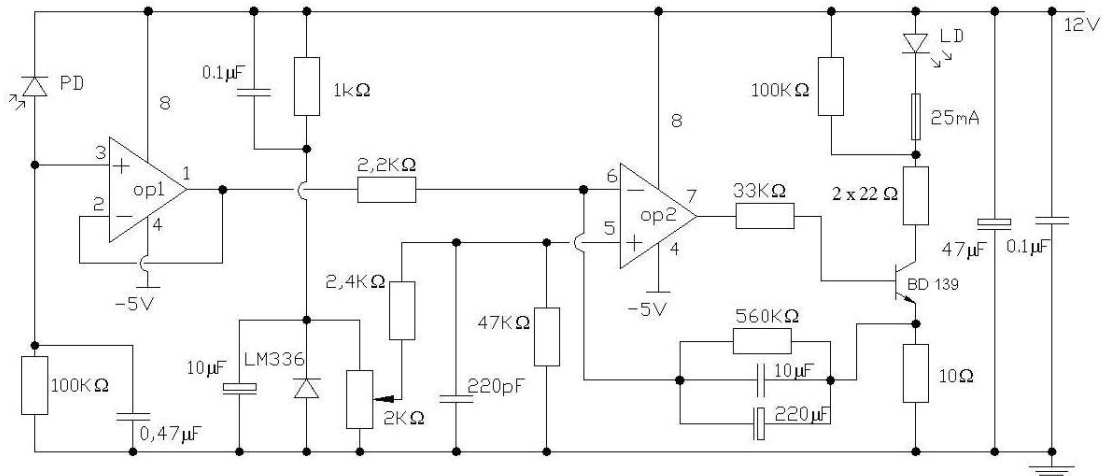


Figura 4.7: Circuito do laser.

utilizado como *buffer* e outro como amplificador de erro. O *buffer* tem como função isolar o fotodiodo (*PD*) do circuito e possui ganho um. Desta forma mantém-se estável a tensão fornecida para a entrada inversora do segundo operacional.

O amplificador de erro funciona como amplificador da diferença de tensões aplicadas nas entradas inversora e não-inversora. A entrada não-inversora está ligada a um divisor resistivo que possui tensão limitada pelo valor máximo do diodo LM336 (2,5V). Através de um potenciômetro de 2 kΩ é possível variar o valor de referência, o que varia a corrente de saída para o diodo laser (*LD*) podendo-se assim controlar a intensidade desejada no laser.

Parte da luz do laser (*LD*) é refletida ( $\sim 10\%$ ) em direção ao fotodiodo (*PD*). Desta forma qualquer variação na intensidade do laser varia a tensão na entrada não-inversora do *buffer*, o que altera a entrada inversora do amplificador de erro estabilizando a intensidade do laser. Os encaixes mecânico do diodo laser e do fotodetector estão representados nas figuras 4.8 e D.6. Parte do feixe do diodo laser é desviado por um placa de vidro inclinada a  $45^\circ$  incidindo diretamente no fotodiodo. Esta peça foi inserida dentro de um tubo de PVC de diâmetro interno de 21 mm. Uma foto do laser montado se encontra na figura 4.9.

A estabilidade da intensidade do laser é extremamente importante para evitar efeitos de *drift* que em geral ocorre devido à variação de temperatura do diodo laser. Com uma estabilidade melhor que o laser comercial previamente utilizado, conseguimos melhorar a qualidade das medidas.

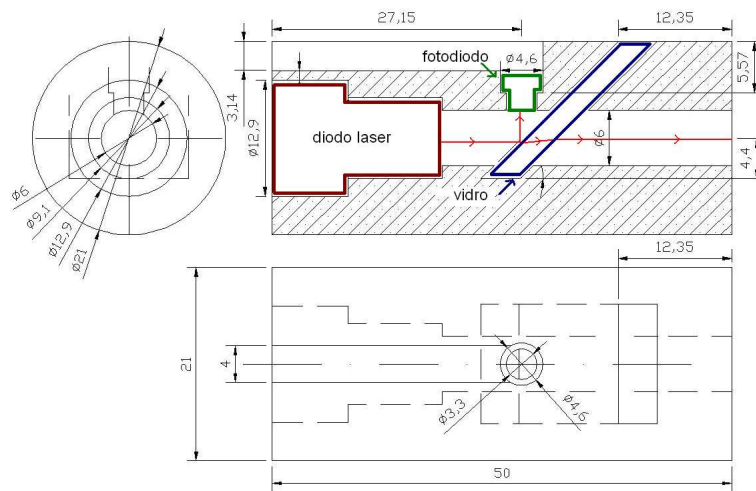


Figura 4.8: Desenho mecânico do encaixe do laser.

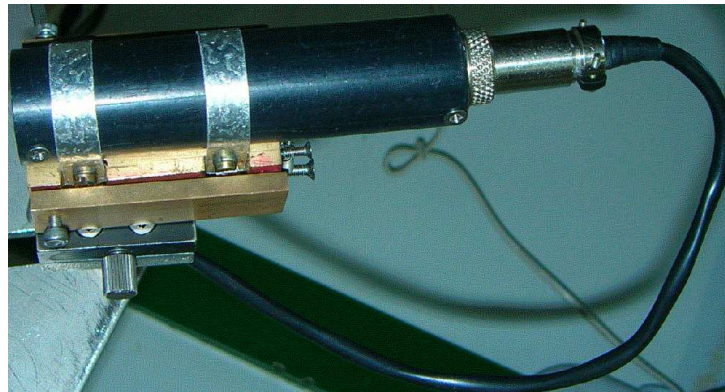


Figura 4.9: Laser finalizado.

### Elaboração de um novo software

A utilização das entradas *A/D* do multiprogramador ao invés do multímetro para aquisição das intensidades medidas pelo fotodiodo tornaram as medidas mais rápidas e com melhor precisão. Outra vantagem do multiprogramador é que já estão disponíveis saídas *D/A* para controle das bobinas.

Com a mudança do processo de aquisição/controlado tornou-se necessária a programação de um novo software para o magnetômetro SMOKE que atendesse essas novas e outras necessidades. Foi utilizada a linguagem TURBO PASCAL [36] no desenvolvimento do software de controle do experimento SMOKE.

O programa se comunica com o multiprogramador que possui quatro saídas conversoras digital/analógico ( $D/A$ ) e seis entradas analógico/digital ( $A/D$ ), permitindo medidas simultâneas dos sinais modulados em  $f$  e  $2f$ , da intensidade do sinal contínuo ( $I_{DC}$ ) e do sinal da sonda Hall com informação sobre a intensidade do campo aplicado. No apêndice B se encontra o fluxograma do software e manual de operação do programa SMOKE.

### Construção da fonte bipolar

A fonte bipolar construída é controlada analógicamente por uma saída digital/analógica do multiprogramador. A saída  $D/A$  possui passos de  $5mV$  que podem fazer o aumento gradual da tensão nas solenóides com passos de  $12.75mV$ , devido ao ganho da fonte bipolar ( $\times 2.55$ ). Para obtenção das curvas de histerese o campo é varrido nos dois sentidos.

Abaixo temos na figura 4.10 o diagrama do circuito da fonte bipolar. Esse circuito teve como base inicial um circuito de aplicação *AF Power Amplifier (Split Power Supply)* da Sanyo da qual usamos o amplificador de áudio (STK 4044 II) como amplificador operacional.

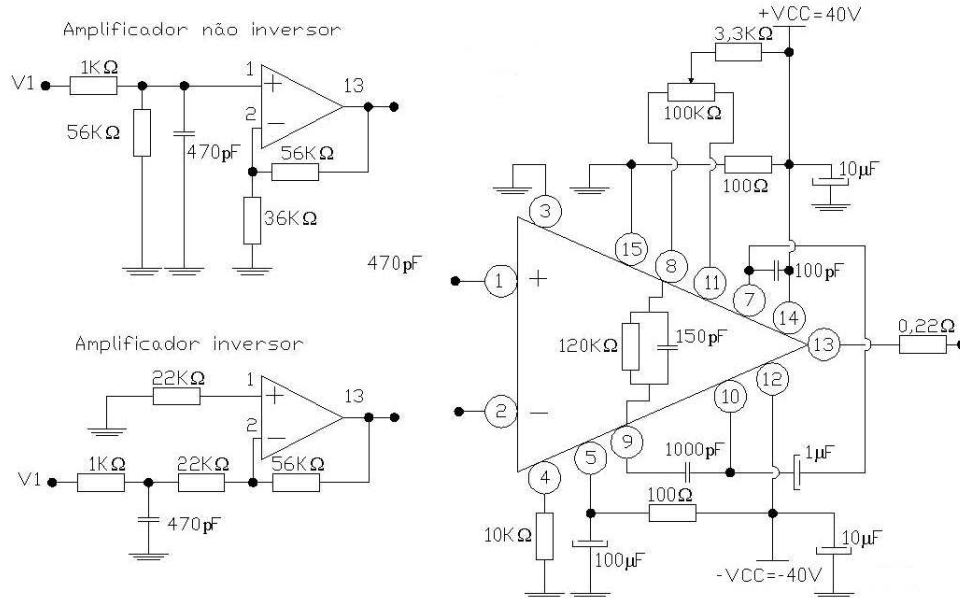


Figura 4.10: Circuito da fonte do eletroímã.

A carga (a bobina) foi ligada em ponte com os amplificadores inversor e não inversor. O amplificador não inversor amplifica de acordo com a relação entre o resistor de sua realimentação negativa ( $56k\Omega$ ) e o da entrada inversora ( $36k\Omega$ ) dado por:

$$G_+ = \frac{V_1 \cdot (56k\Omega + 36k\Omega)}{36k\Omega} = +2,55V_1 \quad (4.1)$$



onde  $G$  é a amplificação obtida e  $V_1$  é a tensão a ser amplificada.

O amplificador inversor também amplifica de acordo com os resistores da entrada não inversora, mas a relação entre eles muda para:

$$G_- = -V_1 \cdot \frac{56k\Omega}{22k\Omega} = -2,55V_2 \quad (4.2)$$

### Construção de um pré amplificador para o analisador

A implementação de mais uma saída na câmara MOKE para configuração polar (figura 4.3) fez com que tivéssemos a necessidade de ter mais um fotodiodo analisador. A eletrônica de pré-amplificação do fotodiodo foi construída, como na figura 4.11.

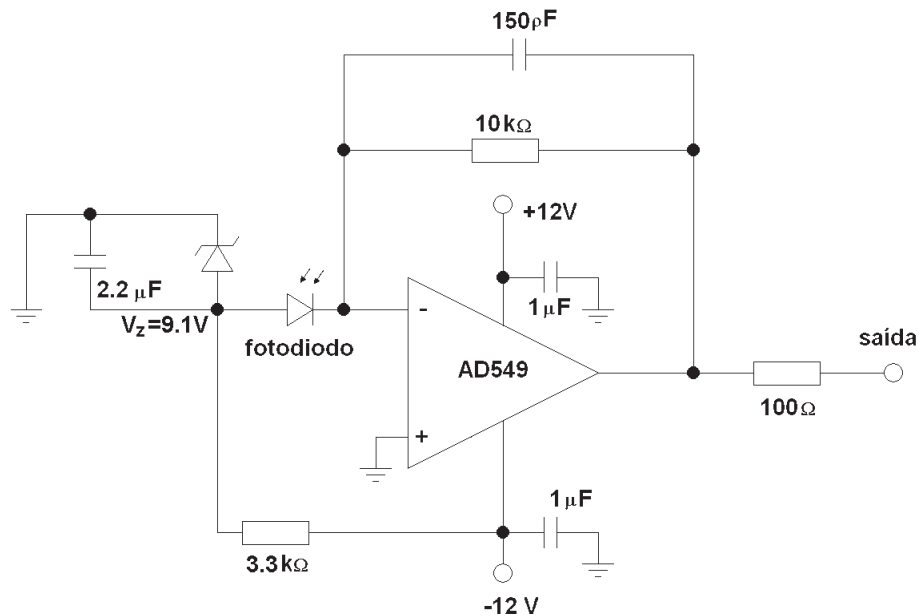


Figura 4.11: Circuito da eletrônica de amplificação do fotodiodo.

O circuito possui um amplificador operacional operando a uma frequência de corte de  $600kHz$  ( $f = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{RC}$ ), bem acima da frequência da referência dada pelo PEM ( $50kHz$ ).

Os capacitores de  $1\mu F$  são filtros para pequenas oscilações da alimentação do amplificador onde qualquer variação mais intensa pode ser percebida no sinal amplificado. O diodo Zener ligado em paralelo com o capacitor de  $2\mu F$  serve para polarizar o fotodiodo. Pequenas variações na intensidade luminosa recebida pelo fotodiodo modificam sua impedância o que faz variar a corrente através dele e conseqüentemente a diferença de potencial ( $ddp$ ) na entrada inversora do amplificador operacional.

A variação na entrada inversora vai ser amplificada na saída do operacional de acordo com o valor do resistor utilizado na realimentação da parte inversora do amplificador operacional, e de acordo com a corrente no fotodiodo dado por:

$$V_{saida} = 10k\Omega \times i_{diodo}. \quad (4.3)$$

Variações de  $100nA$  na corrente do fotodiodo geram variações de  $1mV$  na saída do amplificador que são detectáveis pela técnica *lock-in*.

Na figura 4.12 temos fotos do conjunto polarizador-amplificador.

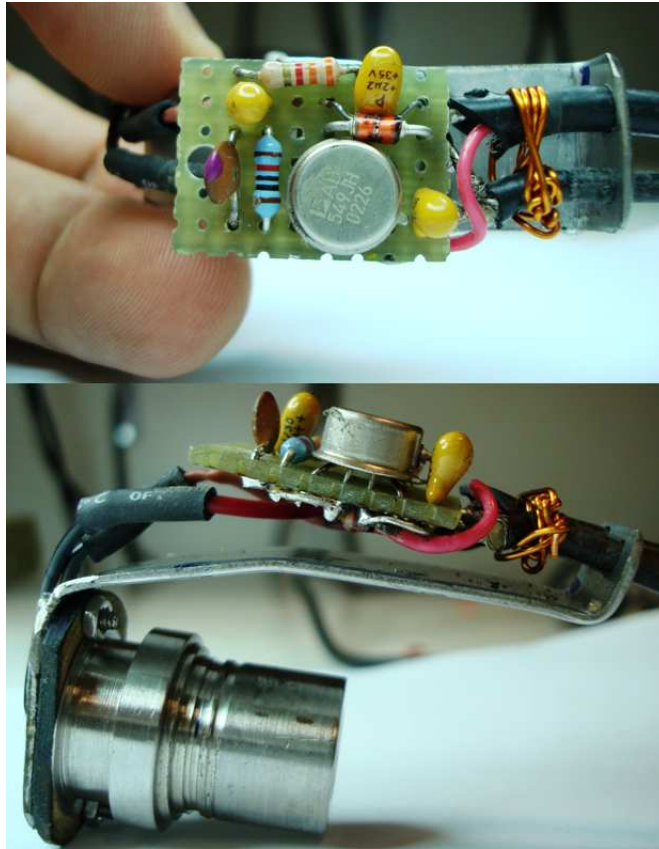


Figura 4.12: Fotos do conjunto polarizador-amplificador.

## 4.3 Técnicas de análise de superfície

### 4.3.1 Técnicas de difração de elétrons

#### *LEED* - Difração de elétrons de baixa energia

A aplicação mais usual da técnica de difração de elétrons de baixa energia é a determinação da estrutura cristalina de uma superfície. A técnica é sensível apenas às primeiras 5–10 camadas atômicas devido ao baixo valor do livre caminho médio dos elétrons na faixa de energia comumente empregada (20 a 400eV) [37].

A óptica *LEED* é composta por um canhão de elétrons, uma tela de fósforo semi-esférica onde incidem os elétrons difratados e grades para filtrar apenas os elétrons de mesma energia. O canhão de elétrons da óptica *LEED* envia um feixe de elétrons monocromático em direção à amostra, em geral normal à superfície da mesma. Os elétrons do feixe conseguem penetrar algumas camadas atômicas e são difratados em um ângulo que depende da diferença do caminho óptico gerado por átomos e planos cristalinos.

Os elétrons difratados passam por grades com diferença de potenciais (*ddp*) que só permitem a passagem dos elétrons que sofreram colisão elástica, ou seja, que possuem a mesma energia do feixe monocromático aplicado.

Se o filme for cristalograficamente bem ordenado esses elétrons colidem numa tela de fósforo formando um padrão de difração que é uma imagem do espaço recíproco do material. A distância entre os pontos de difração no padrão *LEED* é inversamente proporcional à distância atômica real (bidimensional), ou seja, do parâmetro de rede de superfície.

#### *RHEED* - Difração rasante de elétrons de alta energia

A difração rasante ( $\sim 2^\circ$ ) de elétrons de alta energia (*RHEED*) forma padrões de difração em uma tela de fósforo (semelhante ao *LEED* mas em geometria rasante e com maior energia do feixe) correspondente aos elétrons espalhados somente nas primeiras camadas. Se o crescimento for epitaxial e camada por camada podemos acompanhá-lo por oscilações de intensidade no padrão de difração (veja figura 5.8 por exemplo), onde cada oscilação possui o mesmo período necessário para crescer uma camada atômica [37].

### 4.3.2 *XPS* - Espectroscopia de fotoelétrons

Utilizamos a espectroscopia de fotoelétrons (*XPS*) para caracterizar quimicamente e estequiometricamente todos os filmes produzidos nesse trabalho. São apresentados somente os espectros *XPS* de três filmes do sistema  $Fe_xCo_{1-x}$  produzidos, porém todos eles foram medidos para confirmação de sua composição química de superfície.

A espectroscopia de fotoelétrons excitados por raio-X pode ser essencialmente explicada pelo efeito foto-elétrico, onde um elétron absorve um fóton de energia  $h\nu$  e é emitido em direção ao vácuo com energia dada por:

$$E_{kin} = h\nu - E_B - \phi \quad (4.4)$$

onde  $E_B$  é a energia de ligação do elétron no átomo e  $\phi$  é a função trabalho do material que é a energia para arrancar o elétron da barreira de potencial do sólido [37].

Como conhecemos a função trabalho que é constante, a energia do raio-X incidente e medimos a energia cinética dos elétrons emitidos do material descobrimos a energia de ligação que é única para cada elemento químico e específica para cada orbital eletrônico de onde foram retirados. Desta forma podemos caracterizar quimicamente nossas amostras pelos picos da contagem referentes a cada nível eletrônico em um espectro de *XPS* (veja figura 5.9 por exemplo).

# Capítulo 5

## Resultados e análises

### 5.1 Magnetômetro Kerr - Primeiros Resultados

Durante o processo de testes foram medidas diversas amostras e nesta seção serão mostrados três delas para exemplificarmos algumas possibilidades de utilização do magnetômetro Kerr.

#### **Fe<sub>50</sub>Pd<sub>50</sub>/Si(111)**

A curva de histerese da amostra de  $Fe_{50}Pd_{50}/Si(111)$  foi a primeira a ser medida (veja figura 5.1) e apresentou um deslocamento do ciclo de histerese em relação ao eixo  $y$  ( $H = 0$ ), conhecido como polarização por intercâmbio ou *Exchange Bias* ( $EB$ ). Como estávamos na fase inicial de testes pensamos que esse deslocamento havia sido causado por um problema no software ou mesmo nos potenciais aplicados nas bobinas do eletroímã. Ao recorremos à literatura para entendermos melhor os resultados, encontramos o mesmo comportamento em uma liga oxidada [38]. Um material ferromagnético ( $FM$ ) geralmente possui uma curva de histerese simétrica centrada no zero do campo aplicado. Meiklejohn e Bean [39], foram os primeiros a medirem o efeito  $EB$  para um filme de Co oxidado. Eles mostraram que o comportamento da curva é causado pelo acoplamento de troca entre a superfície antiferromagnética ( $AF$ ) do óxido formado com a camada  $FM$  do filme não oxidado [39, 40].

Temos então que o efeito  $EB$  ocorre pela interação de troca na interface entre os materiais  $FM$  e  $AFM$  no filme. A medida que o campo magnético é aplicado, os *spins* da camada  $FM$  tendem a girar para alinhar-se com o campo enquanto os *spins* da camada  $AFM$  mantêm-se presos devido a sua forte anisotropia, maior que o da camada  $FM$ . Com isso os *spins* da camada  $AFM$  exercem um torque sobre os *spins* da camada  $FM$  tentando mantê-los na posição original gerando o deslocamento no campo. Existem diferentes modelos para explicação macroscópica do fenômeno, mas

a origem microscópica do deslocamento do ciclo de histerese ainda não é bem compreendida [41].

Como a histerese mostrada na figura 5.1 foi feita três meses após o crescimento do filme e esse foi exposto ao ar, uma camada de óxido  $AF$  se formou no topo da superfície do filme que é  $FM$ .

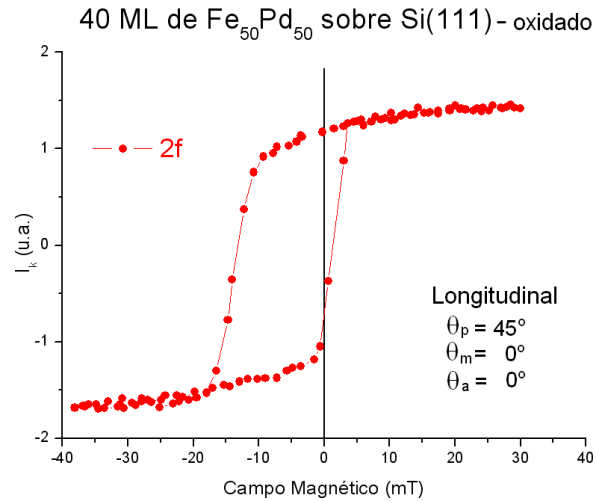


Figura 5.1: *Exchange bias* medido na amostra oxidada de  $FePd/Si(111)$ .

## Fe/MgO(100)

A segunda amostra estudada foi a de  $Fe/MgO(100)$ . Por possuir parâmetro de rede maior que o  $MgO$ , o  $Fe$  cresce  $45^\circ$  rodado em relação à direção (010) do cristal de  $MgO$ , como pode ser visto na figura 5.1.

Essa rotação do filme de ferro faz com que o eixo fácil de magnetização da amostra fique ao longo da direção (100) do filme de ferro, ou seja a  $45^\circ$  do eixo do cristal de  $MgO$ . Para identificarmos um eixo fácil/duro no plano em uma amostra, basta girarmos o campo magnético externo aplicado e analisarmos para cada posição do mesmo o formato da curva de histerese obtido.

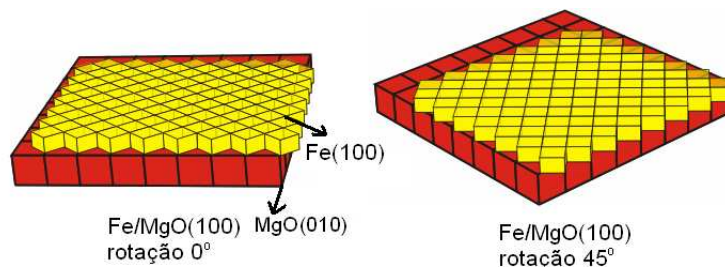


Figura 5.2: Filme  $Fe/MgO(100)$ .

No magnetômetro Kerr implementado a amostra não é girada mas sim o eletroímã, o que representa uma grande vantagem pois o *spot* do laser se mantém exatamente na mesma posição para qualquer ângulo de rotação evitando problemas em amostras com multidomínios e não homogêneas.

Podemos ver pelas histereses na figura 5.3 a mudança no formato da curva em relação ao ângulo do campo magnético externo aplicado.

Podemos perceber pelas curvas de histerese que o eixo fácil encontra-se a  $45^\circ$  do eixo (010) do cristal de  $MgO$ , devido à mudança abrupta de uma saturação para outra obtido somente quando o eletroímã foi posicionado a  $45^\circ$ , como na figura 5.3.c. Esse resultado é essencialmente o encontrado em [42], demonstrando uma das aplicações desse magnetômetro.

Como o magnetômetro encontra-se *in-situ*, podemos determinar a orientação cristalográfica via *LEED* e correlacionar os eixos fácil/duro com os eixos cristalográficos de nossas amostras.

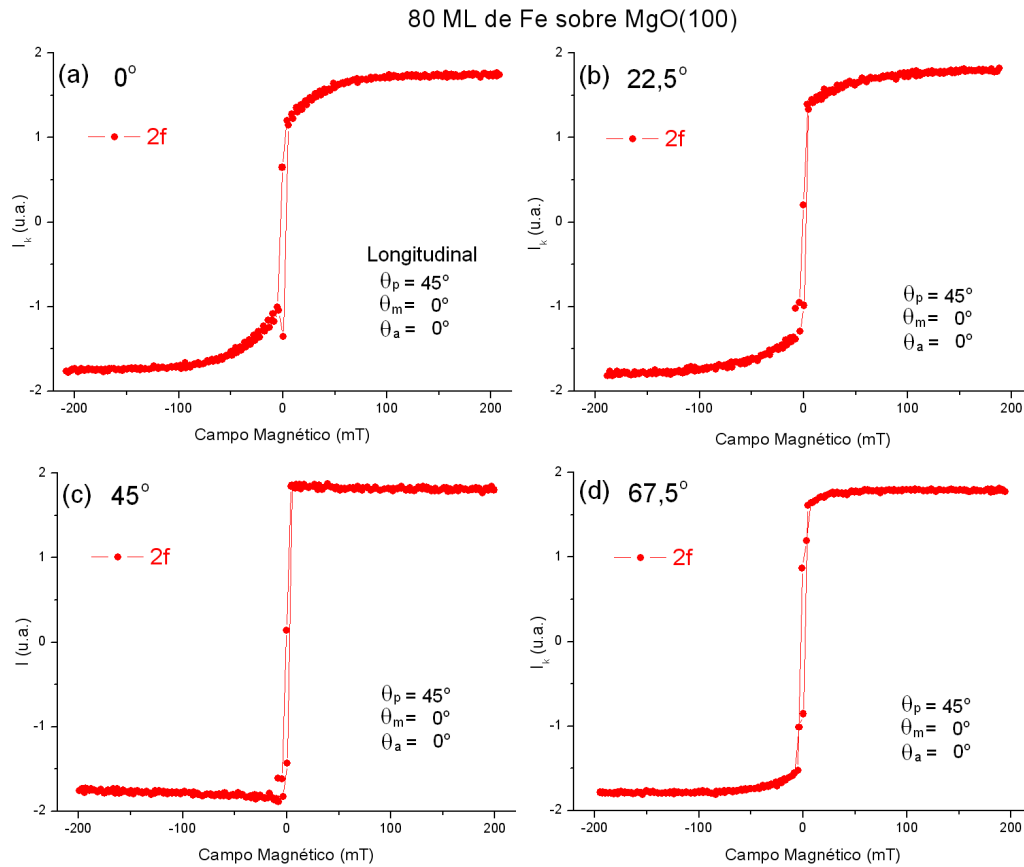


Figura 5.3: Curvas *MOKE* para diferentes ângulos de posicionamento do eletroímã a)  $0^\circ$ ; b)  $22,5^\circ$ ; c)  $45^\circ$ ; d)  $67,5^\circ$ .

## Co/Pd(100)

Foi realizado o crescimento do filme de  $Co/Pd(100)$  para calibrarmos a evaporadora de cobalto para a seguir co-evaporarmos  $Fe$  e  $Co$  (seção 5.2). A taxa de evaporação da evaporadora de  $Fe$  já havia sido determinada anteriormente em um outro trabalho [43]. Foi produzido um filme com  $4ML$  (4 monocamadas) de cobalto, o qual apresentou magnetização no plano em concordância com a literatura [44], podendo ser observado sua histerese na figura 5.4. Este resultado indica que, com o magnetômetro Kerr implementado, sistemas com apenas algumas camadas atômicas de material magnético são possíveis de serem investigados. É previsto que este equipamento será sensível até para recobrimentos no regime de sub-monocamada.

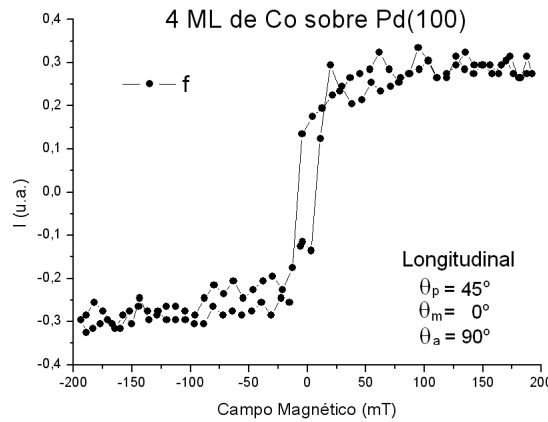


Figura 5.4: Histerese do filme  $4ML$   $Co/Pd(100)$  medido em  $f$  e  $2f$ .

## 5.2 Estudo do sistema $Fe_xCo_{1-x}$ sobre $Pd(100)$

O sistema  $Fe_xCo_{1-x}$  tem sido alvo de muitos trabalhos experimentais e teóricos recentes [1, 11, 12], devido à sua aplicabilidade em discos para gravação magnética. São utilizados materiais que possuam uma energia de anisotropia magnética ( $MAE$ ) de 1.2 eV/bit para inibir que flutuações térmicas demagnetizem a informação gravada [12]. Reduzir o *bit* para armazenar uma densidade maior de informação requer uma alta  $MAE$  por átomo e que seja reduzida a interação dipolar magnética entre os *bits* adjacentes, o que é possível através de um eixo fácil de magnetização fora do plano.

Um estudo detalhado de anisotropia magnética foi realizado por Winkelmann et al [1] no sistema  $Fe_xCo_{1-x}/Pd(100)$  e um diagrama dessa anisotropia foi feito para diversas espessuras e composições da liga como pode ser visualizado na figura 5.5.



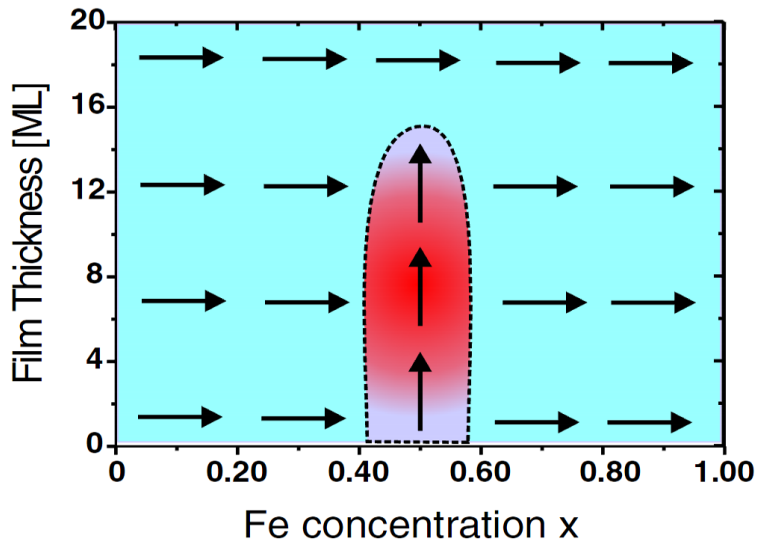


Figura 5.5: Diagrama esquemático mostrando as regiões de eixo fácil de magnetização para o sistema  $Fe_xCo_{1-x}$  crescido sobre  $Pd(100)$ . A região azul significa eixo fácil de magnetização paralelo ao plano e a vermelha significa eixo fácil de magnetização perpendicular ao plano [1].

Crescemos três filmes da liga  $Fe_xCo_{1-x}$  sobre  $Pd(100)$  com  $x = 30, 50$  e  $80$  com aproximadamente 13ML (monocamadas) com o objetivo de acompanhar a evolução da anisotropia magnética de "no plano" (para  $x = 80$ ) para "fora do plano" (para  $x = 30$  e  $x = 50$ ). Foi aplicado o método II B desenvolvido na seção 3.2.2 e extraída a magnetização fora do plano ( $m_z$ ).

A composição química foi determinada através da espectroscopia de fotoelétrons excitados por raio-X ( $XPS$ ) e o número de camadas atômicas crescidas determinadas por difração de elétrons de alta energia ( $RHEED$ ) assim como pela análise da área dos picos de fotoemissão do filme ( $Fe - 2p$ ,  $Co - 2p$ ) e do substrato ( $Pd - 3d$ ) - veja figura 5.9.

Utilizamos a difração de elétrons de baixa energia ( $LEED$ ) para verificarmos se o cristal de  $Pd(100)$  estava cristalograficamente bem ordenado. O parâmetro de rede do  $Pd(100)$  é um pouco maior que o da liga  $Fe_xCo_{1-x}$  e o filme cresce de forma pseudomórfica causando uma expansão no plano. Para manter o volume atômico constante, o filme contrai na direção do eixo  $c$  o que gera uma razão  $c/a$  menor que  $\sqrt{2}$  o que privilegia a anisotropia magnética perpendicular à superfície [1]. Podemos ver na tabela abaixo os parâmetros de rede de superfície (lateral) do sistema estudado.

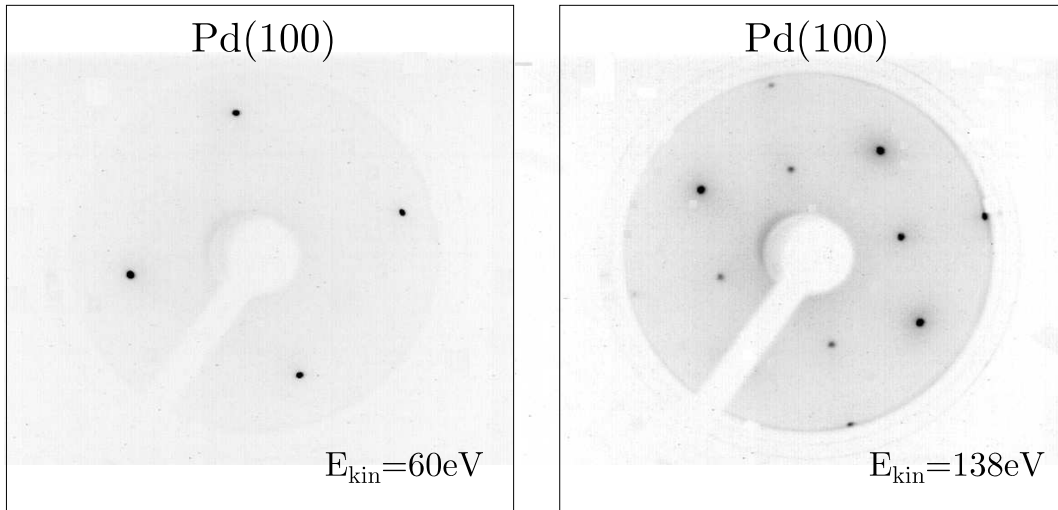
<i>material</i>	parâmetro de rede de superfície
Pd(100)	2.75 Å [1]
Fe(fcc)	2.54 Å [1]
Co(fcc)	2.51 Å [1]

Tabela 1: Parâmetros de rede dos filmes estudados.

### 5.2.1 Preparação das amostras $Fe_xCo_{1-x}/Pd(100)$

O substrato  $Pd(100)$  foi limpo através de ciclos de *sputtering* e *annealing*, a ordem cristalográfica foi previamente examinada por *LEED* e a limpeza da superfície verificada por *XPS*.

Podemos ver pela figura 5.6 dois padrões de difração para o  $Pd(100)$  para diferentes energias. Através deles, concluímos que os átomos de superfície do  $Pd(100)$  formam uma rede quadrada como de fato é a superfície de uma estrutura cúbica de face centrada (*fcc*). Podemos concluir também que o cristal de  $Pd(100)$  está cristalograficamente bem ordenado por apresentar um padrão com pontos muito bem definidos e sem *background*.

Figura 5.6: *LEED* do cristal  $Pd(100)$  limpo.

Foram crescidas três amostras  $Fe_xCo_{1-x}/Pd(100)$  com  $x = 30, 50$  e  $80$  por *MBE* em condições de *UHV*. Para o crescimento da liga sobre  $Pd(100)$  foram coevaporados os elementos  $Fe$  e  $Co$  a partir de duas evaporadoras modelo EFM 3 - OMICRON situadas na câmara de preparação de amostras. O  $Fe$  foi evaporado de um cadinho de alumina ( $Al_2O_3$ ) e o  $Co$  a partir de um fio de 1mm de diâmetro, ambos por aquecimento via bombardeamento de elétrons.

Foram monitorados o crescimento das amostras  $Fe_{80}Co_{20}/Pd(100)$  e  $Fe_{50}Co_{50}/Pd(100)$  por *RHEED*. Podemos ver pelo perfil mostrado na figura 5.7.c que o crescimento de  $Fe_{80}Co_{20}$  é epitaxial e bem ordenado nas primeiras camadas. Podemos perceber também pelo perfil que o parâmetro de rede da

liga formada mantém o parâmetro de rede de superfície do  $Pd(100)$ , pois as linhas do perfil mantêm-se à mesma distância durante todo o crescimento e, assim como no  $LEED$ , representam o espaço recíproco das distâncias interatômicas de superfície. Através das oscilações  $RHEED$  e pela análise da área dos picos no espectro  $XPS$  (figura 5.10), estimamos a espessura do filme  $Fe_{80}Co_{20}$  em  $15ML$ .

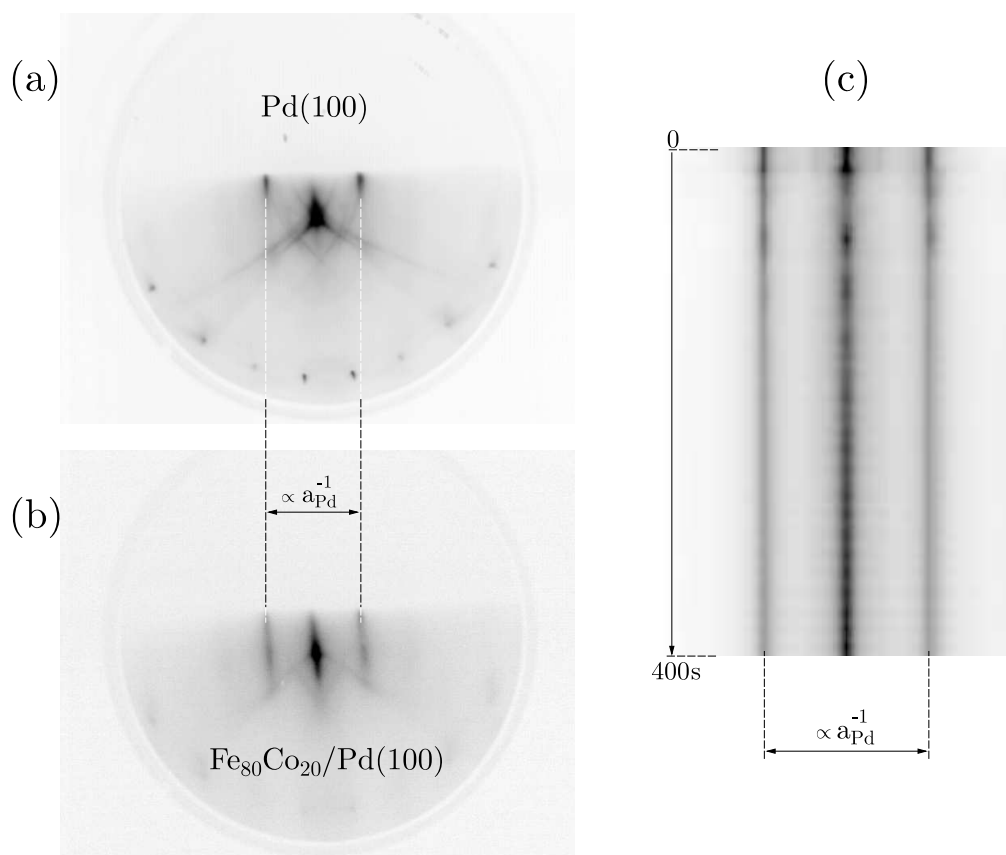


Figura 5.7: (a) Padrão  $RHEED$  de  $Pd(100)$ ; (b) Padrão  $RHEED$  após 400s de evaporação de  $Fe_{80}Co_{20}$ ; (c) Perfil representando o inverso do parâmetro de rede de superfície do início ao final do crescimento.

Para o filme  $Fe_{50}Co_{50}/Pd(100)$  podemos verificar pelo perfil e pelas oscilações de intensidade dos pontos de difração (figura 5.8) que o número de camadas atômicas é de  $12ML$ . Mais visível que no perfil da figura 5.7, podemos contar as camadas atômicas crescidas pelos pontos de máximo da intensidade no perfil e também concluir que o parâmetro de rede de superfície mantém-se do início ao fim do crescimento igual ao valor do  $Pd(100)$ . Pela diminuição das intensidades das oscilações podemos constatar que acima da quinta camada o crescimento é do tipo Stranski-Krastanov [37].

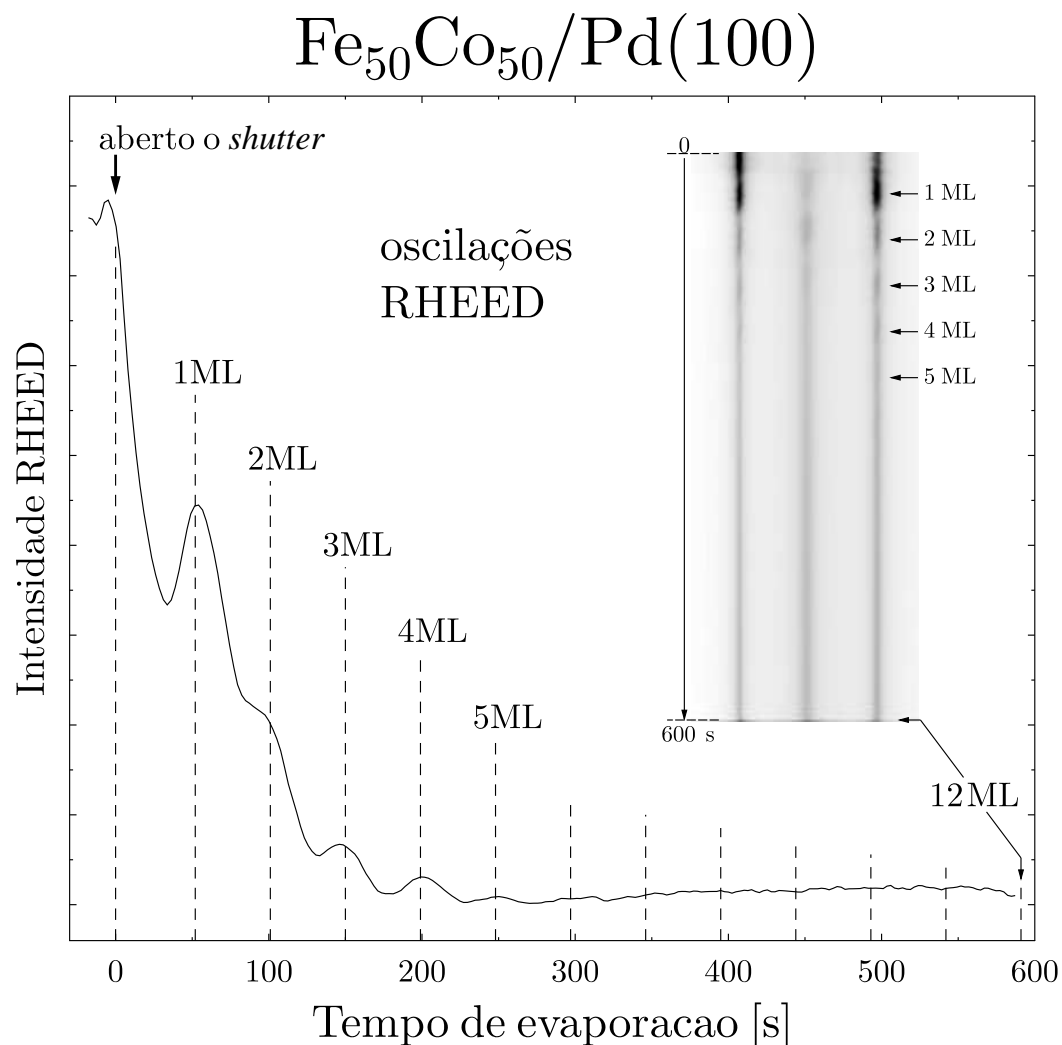


Figura 5.8: Oscilação *RHEED* do crescimento  $Fe_{50}Co_{50}/Pd(100)$  com a temperatura do substrato a  $115^{\circ}C$ .

Na figura 5.9 estão os espectros *XPS* para os três filmes crescidos e para o cristal de  $Pd(100)$  limpo. Podemos perceber a variação da intensidade dos picos mais intensos ( $2p_{\frac{1}{2}}$  e  $2p_{\frac{3}{2}}$ ) do  $Fe$  e do  $Co$  para cada filme, assim como a redução dos picos mais intensos ( $3d_{\frac{3}{2}}$  e  $3d_{\frac{5}{2}}$ ) do  $Pd$  para cada espessura de crescimento. Através da diminuição da intensidade das linhas do  $Pd$  podemos estimar o número de camadas atômicas, pois a linha do substrato cai numa função exponencial conhecida, com o número de camadas atômicas dos filme.

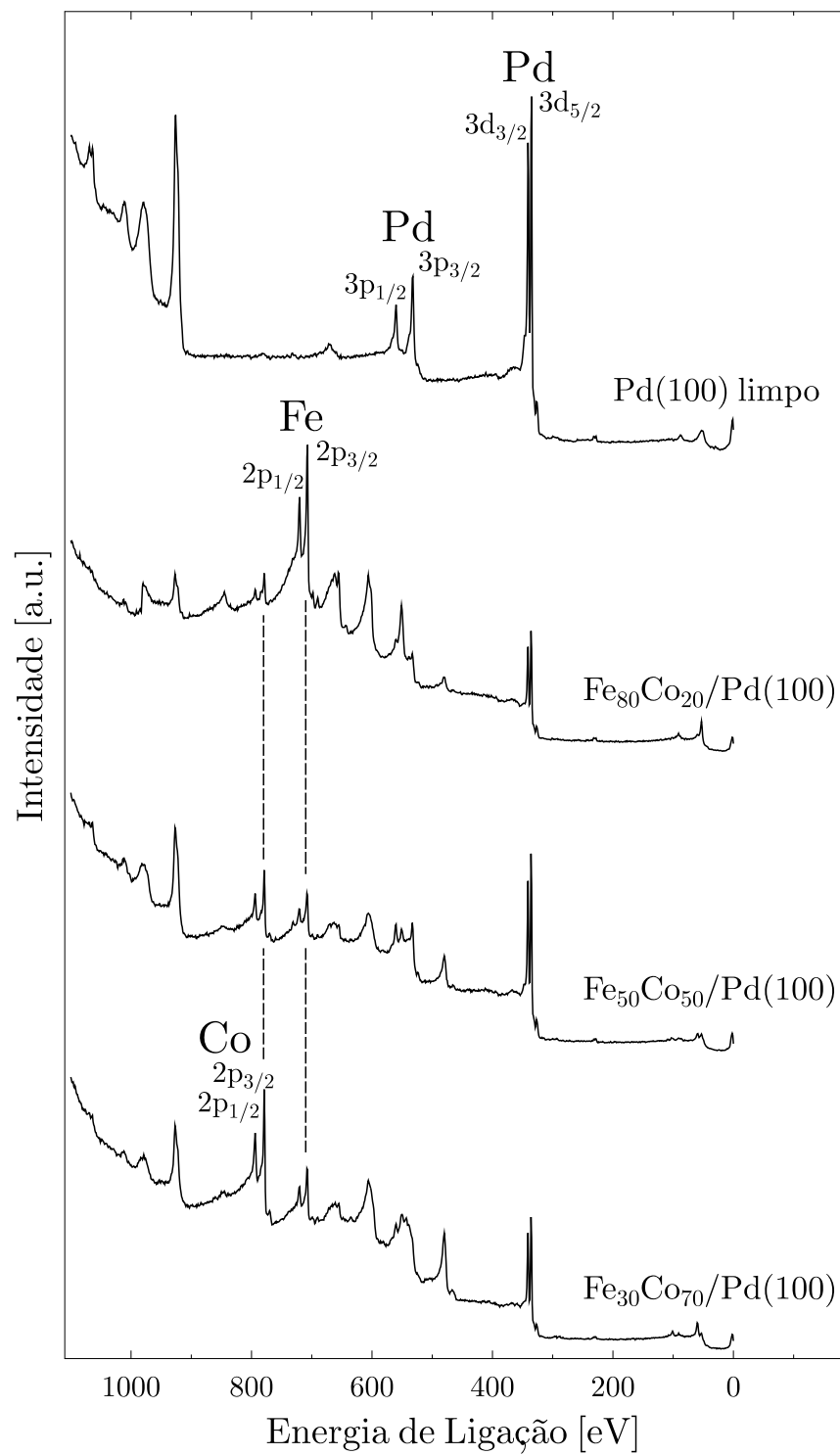


Figura 5.9: Espectros de fotoemissão (XPS) para  $Pd(100)$  limpo, e filmes  $Fe_{80}Co_{20}$ ,  $Fe_{50}Co_{50}$  e  $Fe_{30}Co_{70}$ .

Através da figura 5.10, fizemos uma análise quantitativa da área dos picos de  $Fe$  e  $Co$  para a determinação da concentração química de cada elemento do filme  $Fe_xCo_{1-x}$ , determinando o valor de  $x$  com precisão de 5%. É necessário levar em conta nessa análise os fatores de sensibilidade de cada elemento o que explica por exemplo porque na amostra  $Fe_{50}Co_{50}$  os picos  $Co - 2p$  são pouco maiores do que os picos  $Fe - 2p$ . Em outras palavras o fator de sensibilidade do  $Co$  é maior que o do  $Fe$ , causando uma maior contagem na intensidade mesmo com a mesma quantidade de  $Fe$ .

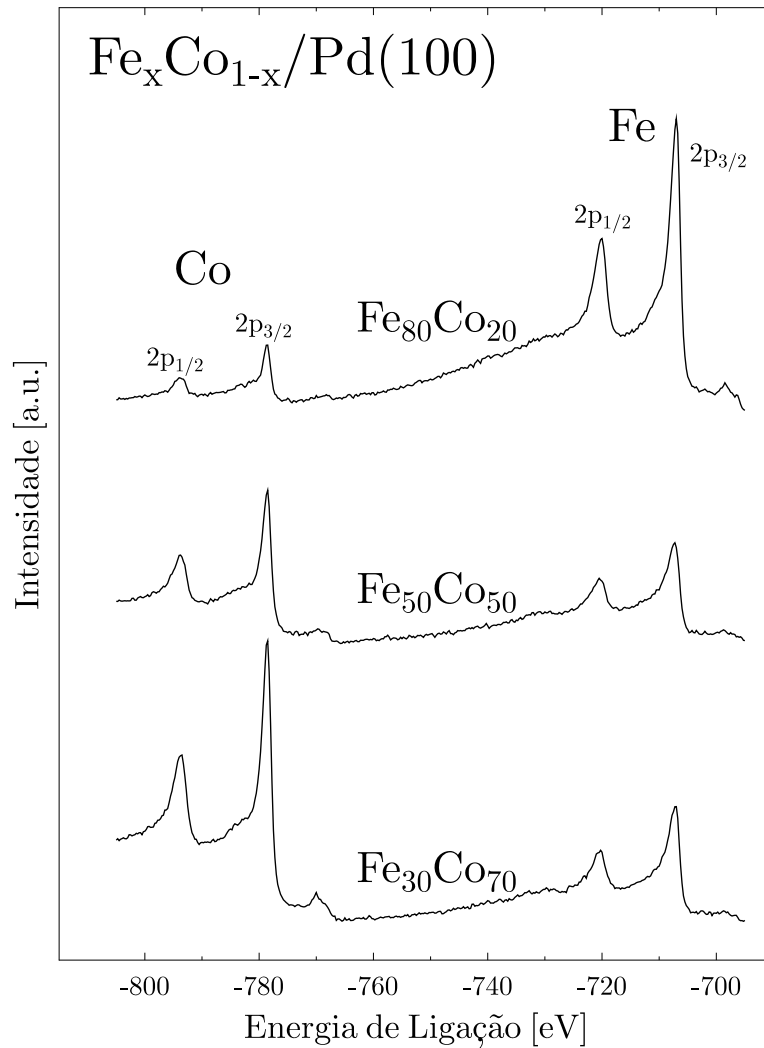


Figura 5.10: Espectros  $XPS$  na região  $Co_{2p_{1/2}, 2p_{3/2}}$  e  $Fe_{2p_{1/2}, 2p_{3/2}}$  para os filmes de  $Fe_xCo_{1-x}/Pd(100)$ .

Foi realizado nas amostras  $Fe_{30}Co_{70}$  e  $Fe_{50}Co_{50}$  um *annealing* de 10 minutos à temperatura de  $200^{\circ}C$ . Os espectros *XPS* da figura 5.11 indicam que as amostras preparadas após o *annealing* não sofreram qualquer alteração química ou estequiométrica, devido à manutenção das formas e intensidades das linhas.

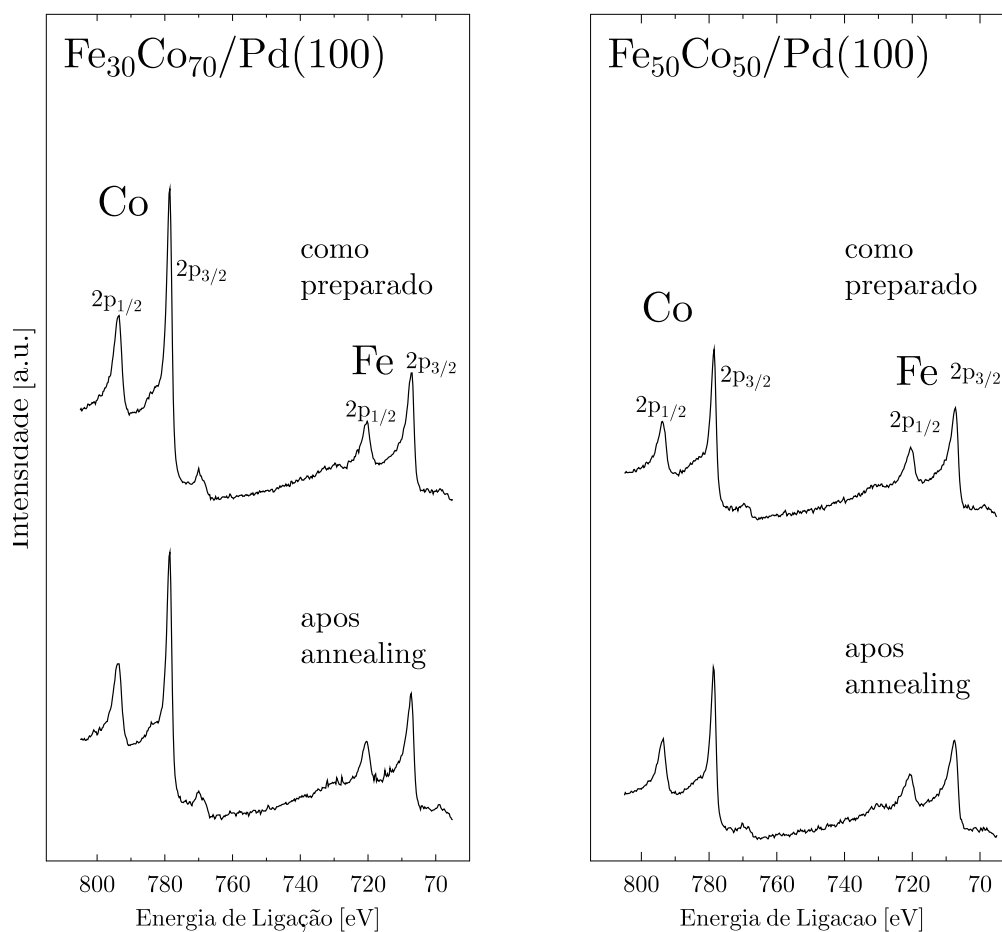


Figura 5.11: XPS antes e depois do *annealing* dos filmes.

### 5.2.2 Análise das histereses

Nesta seção serão analisadas as diferentes propriedades magnéticas dos três filmes crescidos para o sistema  $Fe_xCo_{1-x}/Pd(100)$ . É importante levarmos em conta nesse estudo a forte influência da anisotropia cristalina na anisotropia magnética. É conhecido que em filmes ultra-finos a influência da anisotropia magnetocristalina ( $MCA$ ) pode ser ordens de grandezas maior que o correspondente valor para *bulk* [45]. Devido a isso, uma distorção cristalina gerada por uma pequena diferença entre os parâmetros de rede (*mismatch*) da liga com o substrato gera uma diminuição da simetria da rede o que conseqüentemente resulta numa considerável anisotropia magnética nas camadas atômicas do filme. Para filmes metálicos a estrutura da rede relaxa rapidamente, o que torna a faixa significativa de anisotropia de tensão da ordem de dez camadas atômicas próximo à interface [46]. Para espessuras maiores o filme relaxa para sua estrutura de *bulk* e a  $MCA$  da liga *bulk* prevalece.

Podemos ver pelas figuras 5.12 e 5.13, oito curvas de histerese correspondentes aos três filmes crescidos. De acordo com as equações obtidas no caso IV da seção 3.1 podemos perceber que apesar de não sabermos o valor da parte real e imaginária dos coeficientes de reflexão, todas as curvas de histerese das figuras 5.12 e 5.13 respeitam os sinais encontrados. Com o ângulo do analisador em  $90^\circ$ , as curvas de  $i_\omega^{90}$  e  $i_{2\omega}^{90}$  possuem o mesmo sentido e para analisador em  $0^\circ$  as curvas de  $i_\omega^0$  e  $i_{2\omega}^0$  possuem sentido contrário.

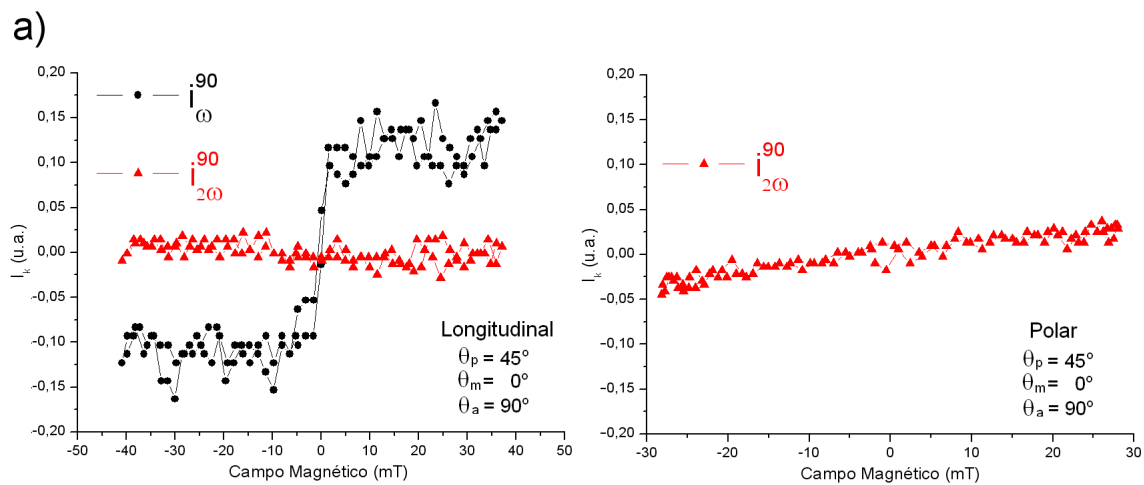
Como na configuração longitudinal a magnetização pode ocorrer em  $m_y$  e na configuração polar a magnetização pode ocorrer em  $m_z$ , quando encontramos uma curva de histerese em apenas uma das configurações isso indica a presença de um eixo fácil de magnetização na geometria em que foi encontrada a histerese.

Para o filme  $Fe_{80}Co_{20}/Pd(100)$  (figura 5.12.a) encontramos uma curva de histerese saturada na configuração longitudinal ( $MOKE - L$ ) enquanto na configuração polar ( $MOKE - P$ ) uma reta quase na horizontal é encontrada, o que indica que a saturação encontra-se ainda muito distante do valor do campo aplicado (eixo duro). Podemos concluir que esse filme possui uma anisotropia magnetocristalina com um eixo fácil de magnetização paralelo à superfície e um eixo duro de magnetização perpendicular à superfície, o que era esperado pelo diagrama da figura 5.5. O espectro Mössbauer da amostra  $Fe_{80}Co_{20}/Pd(100)$  mostrado na figura 5.14 tem caráter ferromagnético (6 linhas) como esperado. A análise das intensidades de linhas (3:4:1:1:4:3) do espectro Mössbauer confirma que a magnetização está no plano.

Para o filme  $Fe_{50}Co_{50}/Pd(100)$  (figura 5.12.b) encontramos uma curva de histerese saturada em  $MOKE - P$  enquanto em  $MOKE - L$  (curva não é mostrada) não obtivemos qualquer variação na intensidade Kerr medida.



15 ML de  $Fe_{80}Co_{20}$  sobre Pd(100)



12 ML de  $Fe_{50}Co_{50}$  sobre Pd(100)

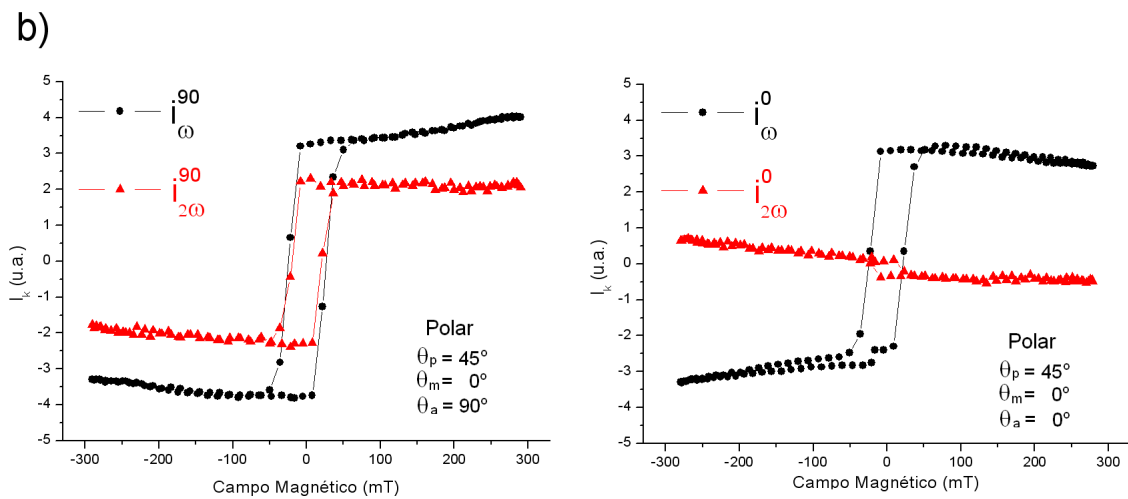


Figura 5.12: Curvas de histerese feitas para os filmes  $Fe_{80}Co_{20}/Pd(100)$  e  $Fe_{50}Co_{50}/Pd(100)$ .

14 ML de  $Fe_{30}Co_{70}$  sobre Pd(100)

como preparado

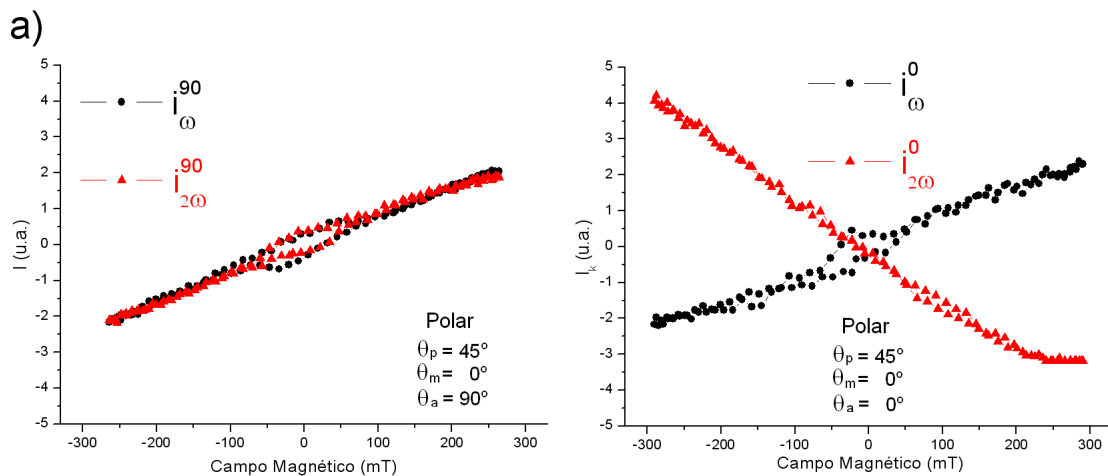
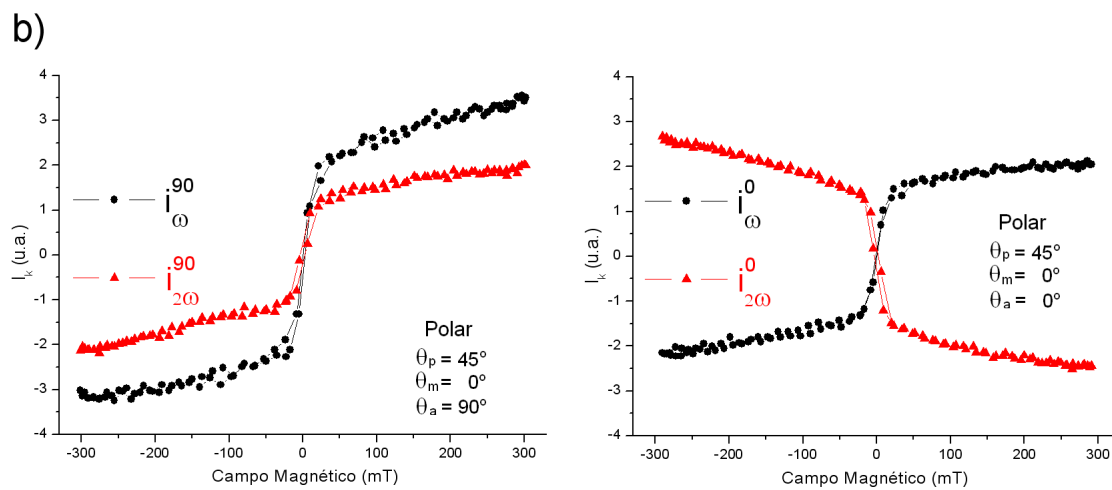
14 ML de  $Fe_{30}Co_{70}$  sobre Pd(100)após *annealing* (200°C) 10 min

Figura 5.13: Curvas de histerese feitas para o filme  $Fe_{30}Co_{70}/Pd(100)$  a) como preparado e b) após o *annealing*.

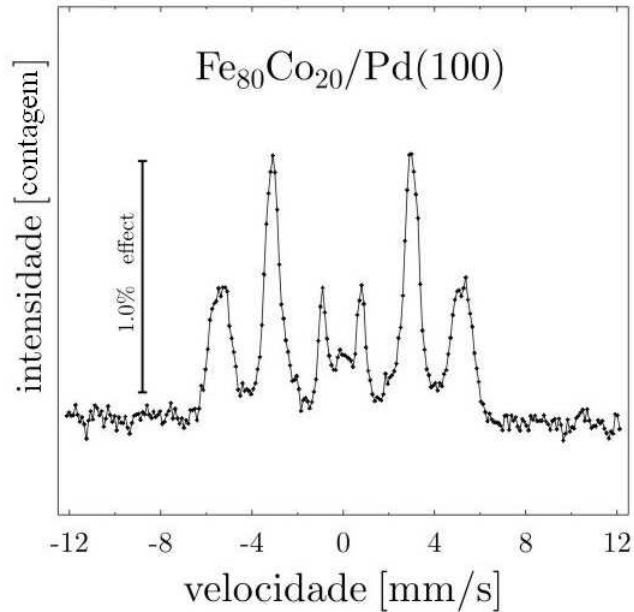


Figura 5.14: Espectro Mössbauer (*CEMS*) da amostra  $Fe_{80}Co_{20}/Pd(100)$ .

Podemos concluir que esse filme possui uma anisotropia magnetocristalina com um eixo fácil de magnetização perpendicular à superfície e um eixo duro de magnetização paralelo à superfície, o que era esperado pelo diagrama da figura 5.5.

Para o filme  $Fe_{30}Co_{70}/Pd(100)$  como preparado (figura 5.13.a), encontramos uma curva de histerese sobreposta a uma curva superparamagnética. Essa sobreposição pode acontecer em sistemas onde existem ilhas com diferentes tamanhos devido ao crescimento do tipo Stranski-Krastanov [37].

É conhecido que o aquecimento (*annealing*) de um filme pode causar um aumento da ordem estrutural, assim como causar modificação na morfologia do filme como coalescência de ilhas, diminuição da rugosidade, etc. É preciso ter bastante cuidado no processo do *annealing* para não gerar agitações térmicas que sejam da ordem de grandeza das ligações químicas e com isso modificar quimicamente e estruturalmente o filme. Para evitar que isso ocorresse, fizemos um *annealing* a uma temperatura relativamente baixa ( $200^{\circ}C$ ) por 10 minutos. Os espectros *XPS* das amostras que foram aquecidas encontram-se na figura 5.11. Através dos espectros foi concluído que os filmes não sofreram alteração química ou estrutural.

Após o *annealing* foram feitas novas medidas com o magnetômetro Kerr para examinar possíveis alterações na anisotropia magnética. Podemos ver pela figura 5.13.b que para o filme  $Fe_{30}Co_{70}/Pd(100)$  pós-*annealing* encontramos uma curva de histerese que tende mais para a

saturação do que para o mesmo filme como preparado, o que indica aumento no tamanho de ilhas diminuindo o caráter superparamagnético da curva. Como encontramos uma curva de histerese somente em  $MOKE - P$  (não houve variação da intensidade Kerr em  $MOKE - L$ ) isso indica que esse filme possui uma anisotropia magnetocristalina que possui um eixo fácil de magnetização perpendicular à superfície e um eixo duro de magnetização paralelo à superfície. Pelo diagrama da figura 5.5 esperava-se um comportamento contrário (eixo fácil no plano) porém estamos próximos à linha de separação da região de reorientação magnética dependente da estequiometria  $Fe-Co$ . Além disso outras variáveis como método de preparo, temperatura durante o crescimento e outros podem afetar a anisotropia magneto-cristalina.

É interessante observarmos que o valor da intensidade Kerr, eixo vertical das curvas de histerese das figuras 5.12.b, 5.13.a e 5.13.b para os valores extremos de campo aplicado (que foi o mesmo para todas as ligas do sistema  $Fe_xCo_{1-x}/Pd(100)$ ) possuem valores bem próximos para todas as ligas  $Fe_{50}Co_{50}$  e  $Fe_{30}Co_{70}$  assim como para o caso  $Fe_{30}Co_{70}$  "como preparado" e "após *annealing*".

### 5.2.3 Cálculo de $m_z$

Nesta seção será aplicado o método IIB desenvolvido na seção 3.2.2 nos filmes  $Fe_{30}Co_{70}/Pd(100)$  e  $Fe_{50}Co_{50}/Pd(100)$  para o cálculo de  $m_z$ . Para tanto são utilizadas as intensidades das curvas de histerese  $i_{\omega}^0$ ,  $i_{2\omega}^0$ ,  $i_{\omega}^{90}$  e  $i_{2\omega}^{90}$  dadas pelas figuras 5.12 e 5.13 (medidas experimentais).

Para aplicarmos o *Método IIB* precisamos do valor do índice de refração complexo do meio. Utilizamos o valor médio dos índices de refração complexos do  $Fe(100)$  e  $Co(100)$  *bulk* [9], ou seja:

$$n = 2,2 \quad e \quad \kappa = 1,4. \quad (5.1)$$

Também são necessários os valores das funções de Bessel  $J_1$  e  $J_2$  quando  $J_0 = 0$ , pois utilizamos um retardo de  $0,383\lambda$ , correspondendo a  $137,8^\circ$  ou  $2,4 \text{ rad}$  (veja na figura 3.2 onde o eixo horizontal está em radianos). Através da curva na figura 3.2 podemos retirar os seguintes valores:

$$J_1 = 0,518 \quad e \quad J_2 = 0,435 \quad (5.2)$$

Substituindo esses valores nas equações (3.102) calculamos as curvas de histerese para  $m_z$ , que podem ser vistas nas figuras 5.15 e 5.16 para as amostras  $Fe_{30}Co_{70}$  e  $Fe_{50}Co_{50}$  respectivamente.

Antes do *annealing* (ou amostra como preparada) a curva de histerese da amostra  $Fe_{30}Co_{70}$  era característica de um filme superparamagnético e após o *annealing* como previsto o caráter superparamagnético é reduzido.

14 ML de  $Fe_{30}Co_{70}$  sobre Pd(100)

a) como preparado

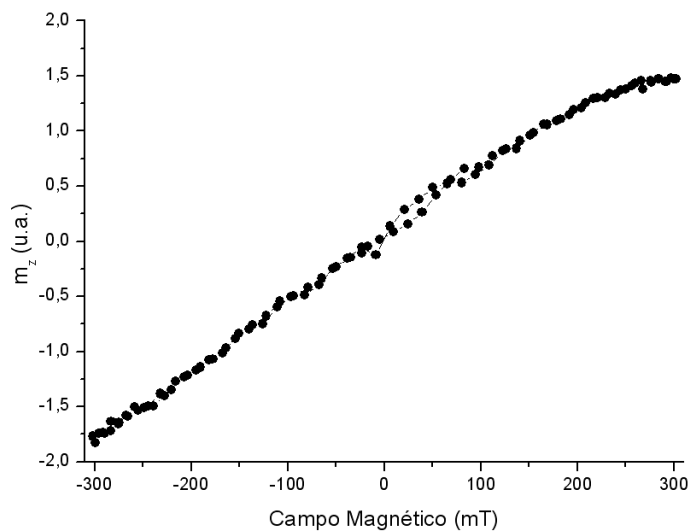
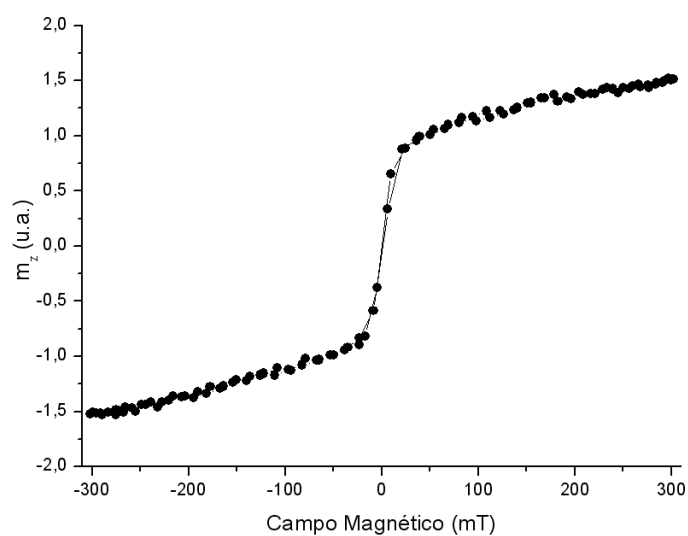
b) após *annealing* (200°C) 10 min

Figura 5.15:  $m_z$  obtido pelo Método IIB para amostra  $Fe_{30}Co_{70}/Pd(100)$  a) como preparada e b) após o *annealing*.

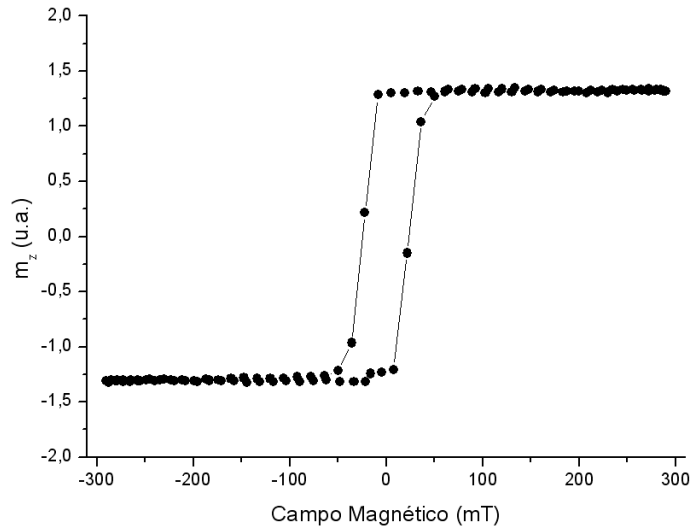
12 ML de  $Fe_{50}Co_{50}$  sobre Pd(100)

Figura 5.16:  $m_z$  obtido pelo Método IIB para amostra  $Fe_{50}Co_{50}/Pd(100)$ .

Podemos perceber que a pequena histerese observada no filme " $Fe_{30}Co_{70}$ -como preparado" (figura 5.13a) desaparece após a separação de  $m_z$  (figura 5.15.a). Isso indica que a histerese era devido à magnetização paralela ao plano e não em  $m_z$ .

As curvas de  $m_z$  para os filmes  $Fe_{30}Co_{70}$  (figura 5.15) e  $Fe_{50}Co_{50}$  (figura 5.16) apresentaram melhor relação sinal/ruído que as curvas apresentadas nas figuras 5.12.b e 5.13 e a forma delas é praticamente a mesma. Isso indica que as 4 curvas de histerese possuem contribuição de  $m_z$  e que, ao serem somadas em uma combinação linear (equação 3.102) das quatro curvas usadas, melhoram a estatística final.

As três curvas de histerese das figuras 5.15 e 5.16 mostram ainda que a magnetização não satura para o filme  $Fe_{30}Co_{70}$  mas sim para a liga  $Fe_{50}Co_{50}$ . O fato da curva de histerese do filme  $Fe_{30}Co_{70}$  não estar saturada não significa que este não é o eixo fácil do filme, porque não obtivemos histerese nas medidas na geometria longitudinal ( $MOKE - L$ ). Nossos resultados indicam que o filme da liga  $Fe_{30}Co_{70}$  possui uma anisotropia magnetocristalina com um eixo fácil de magnetização perpendicular à superfície e um eixo duro de magnetização paralelo à superfície. Já para o filme  $Fe_{50}Co_{50}$ , percebemos não somente a saturação como também um

eixo fácil de magnetização perpendicular a superfície.

Para uma análise mais detalhada da magnetização do filme  $Fe_{50}Co_{50}$  realizamos medidas com o campo aplicado perpendicularmente à superfície ( $\theta = 0^\circ$ ) e com o campo girado a  $45^\circ$  em relação ao eixo  $z$  na configuração polar, conforme pode ser visto na figura 5.17. O que percebemos foi uma confirmação de que o eixo fácil encontra-se fora do plano, devido ao aumento do campo necessário para a inversão da magnetização (campo coercivo). Vale lembrar que o campo aplicado  $H$  tem componente  $H_z = H\cos\theta$ , portanto, para  $\theta = 45^\circ$  o campo coercivo medido foi um fator  $\sqrt{2}$  maior que em  $\theta = 0^\circ$ .

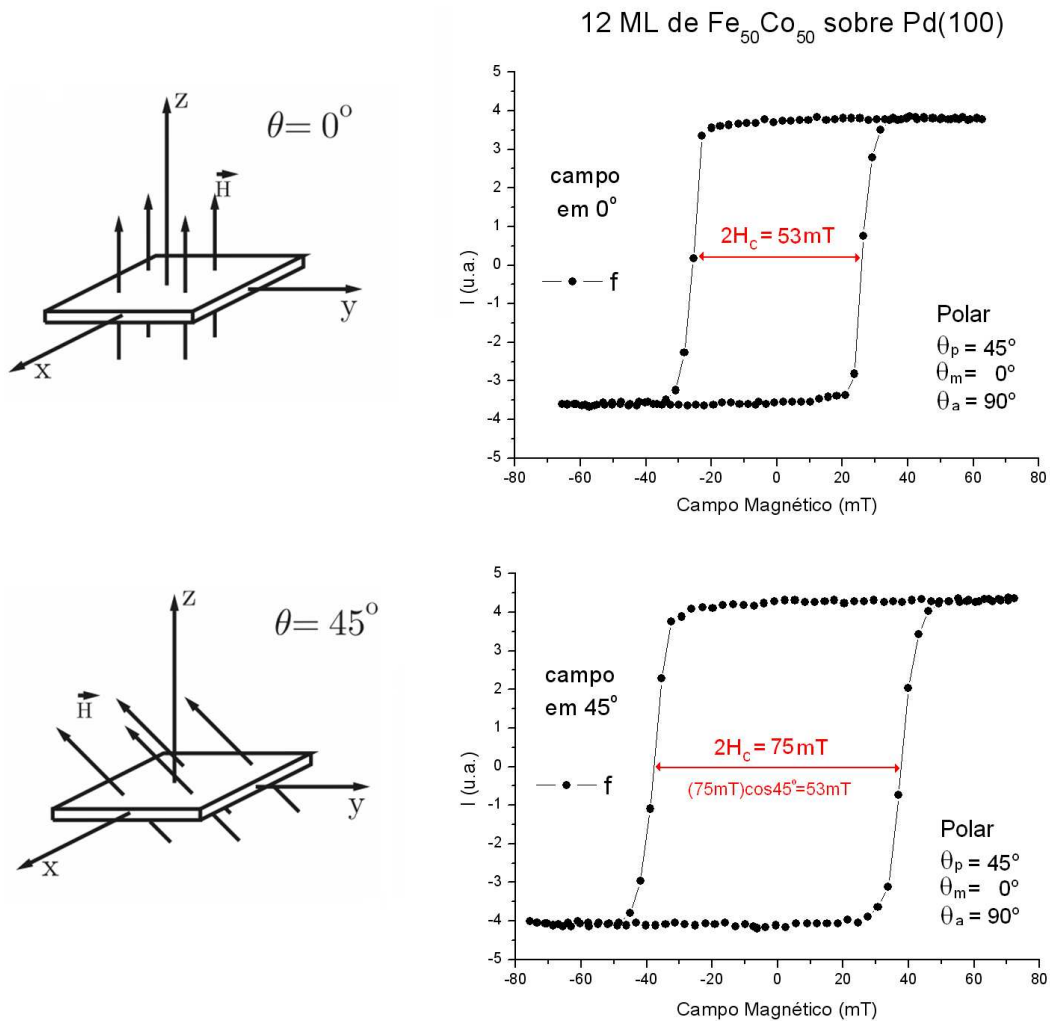


Figura 5.17: Aumento do campo coercivo medido com o ângulo de rotação do campo magnético aplicado.

# Capítulo 6

## Conclusões e Perspectivas

No início dessa dissertação foi feita uma descrição básica dos principais efeitos magneto-ópticos. Uma descrição pormenorizada do efeito Kerr magneto-óptico (*MOKE*) descrito pelo tensor permissividade elétrica ( $\vec{\epsilon}$ ) foi desenvolvida. O tensor permissividade elétrica possui intrinsicamente a constante complexa magneto-óptica ( $Q$ ) que é responsável pelo efeito Kerr e é anisotrópica, dependente do sentido do campo aplicado.

Os coeficientes de reflexão de Fresnel são medidos nas intensidades de luz em um experimento Kerr e por conter a constante magneto-óptica carrega consigo a informação da magnetização. Temos que o número de equações dadas pelos coeficientes de reflexão são quatro mas como não medimos  $r_{ss}$  o número de equações se reduz a três. Como temos sete variáveis a serem encontradas ( $n$ ,  $\kappa$ ,  $Q'$ ,  $Q''$ ,  $m_x$ ,  $m_y$  e  $m_z$ ), precisamos saturar a magnetização em alguma direção para eliminarmos parte delas.

No capítulo 3 vimos como podemos configurar um magnetômetro Kerr e o que podemos esperar desta configuração. Deve ser ressaltado que os cálculos desenvolvidos na seção 3.1, nos CASOS I a IV e o estudo das intensidades esperadas para  $f$  e  $2f$  não estão retratados em nenhum artigo ou livro texto dentre os utilizados nas referências desse trabalho.

Apesar da magnetometria Kerr ser amplamente utilizada para análise magnética em filmes finos a maioria dos autores não realiza a separação das magnetizações mostrando apenas as curvas convencionais de rotação e elipticidade Kerr nas três configurações possíveis.

Um estudo inédito foi realizado na seção 3.2 e 3.3, onde desenvolvemos três métodos para separar as magnetizações  $m_x$ ,  $m_y$  e  $m_z$ . O método I descrito na seção 3.2.1 utiliza o procedimento que gira a amostra e o campo aplicado de  $180^\circ$ , tornando assim possível a determinação de  $m_x$ ,  $m_y$  e  $m_z$ . Através do método II descrito na seção 3.2.2 consegue-se através de 4 medidas determinar  $m_y$  e  $m_z$  se tivermos valores para  $n$  e  $\kappa$ . Dois modos de obter essa separação foram desenvolvidos. Pelo método IIA obtemos apenas o comportamento



das curvas  $m_y$  e  $m_z$ . Pelo método IIB podemos comparar proporcionalmente  $m_y$  e  $m_z$  pois possuem a mesma constante de proporcionalidade. Na seção 3.3 foi desenvolvido um método para separação de  $m_x$  tendo como base o artigo do Vavassori [6]. Foi necessário desenvolver esse método para nossa configuração óptica, que difere da utilizada por Vavassori onde o modulador está posicionado depois da amostra. Para nosso caso encontramos uma equação semelhante à obtida por ele a menos de uma constante e subtraindo as intensidades normalizadas

No capítulo 4, está descrito como foi feita a otimização do magnetômetro Kerr descrevendo sucintamente suas partes, seu funcionamento completo e como operá-lo. As modificações mecânicas feitas mostraram-se eficazes e solucionaram os problemas que a primeira montagem possuía. O laser desenvolvido se mostrou mais estável que o comercial antes utilizado, diminuindo o efeito de *drift* e melhorando a qualidade das medidas. O novo analisador com amplificação embutida possui a vantagem de que ao movermos o analisador movemos junto o fotodiodo, o que mantém a posição relativa deles sempre a mesma. O programa desenvolvido junto com o novo multiprogamador (usado como conversor A/D e D/A) tornaram as medidas mais rápidas e possui várias opções de operação como realização de vários *loops*, variação do número de pontos na curva, etc.

Na seção 4.3 são descritas as principais técnicas de superfície usadas na caracterização química (*XPS*), estrutural (*LEED*) e do número de camadas (*REED*). Mössbauer é utilizada como técnica de caracterização magnética adicional à magnetometria Kerr.

No capítulo 5, foi apresentado uma variedade de amostras medidas com o magnetômetro Kerr. No sistema  $Fe_xCo_{1-x}/Pd(100)$  em particular foi aplicado o método IIB desenvolvido no capítulo 3 que permite a determinação das magnetizações  $m_y$  e  $m_z$  separadamente.

Como perspectivas futuras da aplicação do magnetômetro Kerr implementado e métodos de análise poderíamos citar:

- Utilização dos outros métodos de separação que ainda não foram aplicados (método I e o método de separação de  $m_x$  desenvolvido na seção 3.2) em uma série de filmes magnéticos ultra-finos;
- Estudo mais aprofundado no sistema  $Fe_xCo_{1-x}/Pd(100)$  realizando variação maior na estequiometria, espessura do filme, etc;
- Emprego de lentes para realização de uma análise de toda a amostra, onde teríamos as contribuições de diferentes domínios ou mesmo pontual de um monodomínio;
- Desenvolvimento de um sistema de aquecimento e resfriamento de amostras para realização de medidas a várias temperaturas (estudos de

transições de fase, determinação da temperatura de Curie, etc).

# Apêndice A

## Relação entre $r_{pp}^o$ e $r_{ss}$

Diferentes relações podem ser extraídas entre  $r_{pp}^o$  e  $r_{ss}$ , pois elas possuem as mesmas dependências que são o ângulo de incidência ( $\theta_1$ ), o ângulo de refração ( $\theta_2$ ) e o índice de refração complexo do meio ( $n_2$ ).

Para incidência de luz quase normal ao plano da amostra ( $\theta_1 \cong 0^\circ$ ) a dependência entre os termos da reflexão são  $r_{pp}^o \cong -r_{ss}$  [33].

Para o nosso caso, onde  $\theta_1 = 45^\circ$  e substituindo os valores de (2.32), temos

$$r_{ss} = \frac{1 - \sqrt{2n_2^2 - 1}}{1 + \sqrt{2n_2^2 - 1}} \quad e \quad r_{pp}^o = \frac{n_2^2 - \sqrt{2n_2^2 - 1}}{n_2^2 + \sqrt{2n_2^2 - 1}} \quad (\text{A.1})$$

fazendo a razão de (A.1) temos

$$\begin{aligned} \frac{r_{pp}^o}{r_{ss}} &= \left( \frac{n_2^2 - \sqrt{2n_2^2 - 1}}{n_2^2 + \sqrt{2n_2^2 - 1}} \right) \left( \frac{1 + \sqrt{2n_2^2 - 1}}{1 - \sqrt{2n_2^2 - 1}} \right) \\ \frac{r_{pp}^o}{r_{ss}} &= \frac{n_2^2 - (2n_2^2 - 1) - \sqrt{2n_2^2 - 1} + n_2^2 \sqrt{2n_2^2 - 1}}{n_2^2 - (2n_2^2 - 1) + \sqrt{2n_2^2 - 1} - n_2^2 \sqrt{2n_2^2 - 1}} \\ \frac{r_{pp}^o}{r_{ss}} &= \frac{-n_2^2 + 1 - \sqrt{2n_2^2 - 1}(-n_2^2 + 1)}{-n_2^2 + 1 + \sqrt{2n_2^2 - 1}(-n_2^2 + 1)} = \frac{(-n_2^2 + 1)(1 - \sqrt{2n_2^2 - 1})}{(-n_2^2 + 1)(1 + \sqrt{2n_2^2 - 1})} \\ \frac{r_{pp}^o}{r_{ss}} &= \frac{1 - \sqrt{2n_2^2 - 1}}{1 + \sqrt{2n_2^2 - 1}}. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Podemos ver que basta substituir (A.1) em (A.2) para chegarmos a

$$r_{pp}^o = r_{ss}^2. \quad (\text{A.3})$$

# Apêndice B

## Operação do Programa SMOKE

Apresentamos abaixo o fluxograma do programa implementado para operação do magnetômetro Kerr.

Inicialmente temos o MENU principal que possui seis opções de 1 a 6. Para sair de qualquer das opções e voltar ao MENU basta teclar ESC.

Na opção 1 é possível escolher os parâmetros para medida mas se essa opção não for acessada um parâmetro padrão será utilizado para as opções 1.1 a 1.4 .

Na opção 2 é possível modificar a origem dos arquivos que serão lidos e gravados. Existe um padrão já escolhido de origem que é a pasta onde o programa está rodando e ela será usada se essa opção não for acessada e modificada nas opções de 2.1 a 2.5 .

Na opção 3 o programa irá iniciar as medidas de acordo com os parâmetros dados pela opção 1 e gravará em uma pasta origem dada pela opção 2. Caso não exista uma pasta chamada medidas na origem o programa automaticamente a criará e gravará nela os  $n$  *loops* que são chamados de loop1.dat a loopn.dat.

Durante as medidas um mostruário à direita da tela coloca simultaneamente o numero do loop em relação ao total de loops feitos, o ponto da triangulação feita no campo, a medida feita do campo magnético pela sonda Hall e as medidas das correntes  $I_f$ ,  $I_{2f}$  e  $I_{dc}$  respectivamente.

Na opção 4 o programa pergunta ao usuário qual tipo de gráfico quer visualizar onde 4.1 é para  $(I_f \times B)$ , 4.2 para  $(I_{2f} \times B)$ , 4.3 para  $(I_f/I_{DC} \times B)$ , 4.4 para  $(I_{2f}/I_{DC} \times B)$  e 4.5 para  $(I_{DC} \times B)$ .

Todas as opções 4.1 a 4.5 possuem as opções 4.1 5.1 3, que consistem em três teclas que são: Page Up - passa para o próximo loop; Page Down - volta para o loop anterior e Del - que deleta o loop que esta no gráfico enviando para pasta de lixo se essa existir e fazendo automaticamente uma média com os loops restantes e salvando após o último loop. Basta teclar ESC para voltar do gráfico para o MENU.



## Apêndice C

### Relação teórica entre os coeficientes de reflexão e as magnetizações $m_y$ ou $m_z$

Utilizando os resultados obtidos das equações (3.27) e (3.30), podemos prever o sentido das curvas de histerese medidas e estimar o valor da constante de proporcionalidade para cada magnetização. Para isso torna-se necessário sabermos não só o índice de refração complexo do meio como a constante de Voigt do mesmo ( $Q = Q' + iQ''$ ). Para simplificar consideraremos apenas uma magnetização em cada caso, já sendo suficiente para descrevermos os comportamentos das histereses medidas experimentalmente neste trabalho.

Para  $m_z = 0$  a equação (3.27) se torna:

$$r_{pp}^0 r_{ps}^* = D (r_{ss}^r + r_{ss}^i) (E' + iE'') m_y \quad (\text{C.1})$$

Podemos separar as partes real e imaginária:

$$\text{Re}(r_{pp}^0 r_{ps}^*) = D (E' r_{ss}^r - E'' r_{ss}^i) m_y \quad (\text{C.2})$$

$$\text{Im}(r_{pp}^0 r_{ps}^*) = D (E'' r_{ss}^r + E' r_{ss}^i) m_y \quad (\text{C.3})$$

Para  $m_y = 0$  a equação (3.27) se torna:

$$r_{pp}^0 r_{ps}^* = D (r_{ss}^r + r_{ss}^i) (E' + iE'') (\sqrt{2n_2^{*2} - 1}) m_z \quad (\text{C.4})$$

Podemos separar as partes real e imaginária:

$$\text{Re}(r_{pp}^0 r_{ps}^*) = D \left[ (E' r_{ss}^r - E'' r_{ss}^i) x + (E'' r_{ss}^r + E' r_{ss}^i) y \right] m_z \quad (\text{C.5})$$

APÊNDICE C. RELAÇÃO TEÓRICA ENTRE OS COEFICIENTES DE REFLEXÃO E AS MAG

$$Im(r_{pp}^0 r_{ps}^*) = D \left[ (E'' r_{ss}^i - E' r_{ss}^r) y + (E'' r_{ss}^r + E' r_{ss}^i) x \right] m_z \quad (C.6)$$

Da mesma forma para  $m_z = 0$  a equação (3.30) se torna:

$$r_{ss} r_{sp}^* = -D (E' + iE'') m_y \quad (C.7)$$

Podemos separar as partes real e imaginária:

$$Re(r_{ss} r_{sp}^*) = -DE' m_y \quad (C.8)$$

$$Im(r_{ss} r_{sp}^*) = -DE'' m_y \quad (C.9)$$

Para  $m_y = 0$  a equação (3.30) se torna:

$$r_{ss} r_{sp}^* = -D (E' + iE'') (\sqrt{2n_2^2 - 1}) m_z \quad (C.10)$$

Podemos separar as partes real e imaginária:

$$Re(r_{ss} r_{sp}^*) = D (E' x + E'' y) m_z \quad (C.11)$$

$$Im(r_{ss} r_{sp}^*) = -D (E' y - E'' x) m_z \quad (C.12)$$

Temos para todas as equações neste apêndice que  $x$  e  $y$  são definidos pela equação (3.36) e que  $E'$  e  $E''$  definidos pela equação (3.29) explicitamente se tornam:

$$E' = \frac{Q''}{|n_2|^4} \left[ (x - x^2 + y^2) |n_2|^4 + (x^2 - y^2 + 3xy^2 - x^3) (1 - \kappa^2) n^2 \right. \\ \left. + 2n^2 \kappa (2xy + 3x^2y - y^3) \right] - \frac{Q'}{|n_2|^4} \left[ (y - 2xy) |n_2|^4 \right. \\ \left. + 2n^2 \kappa (y^2 - x^2 + x^3 - 3xy^2) + (2xy - 3x^2y + y^3) (1 - \kappa^2) n^2 \right] \quad (C.13)$$

$$E'' = \frac{Q''}{|n_2|^4} \left[ (y - 2xy) |n_2|^4 + (2xy - 3x^2y + y^3) (1 - \kappa^2) n^2 \right. \\ \left. + 2n^2 \kappa (y^2 - x^2 + x^3 - 3xy^2) \right] + \frac{Q'}{|n_2|^4} \left[ (x - x^2 + y^2) |n_2|^4 \right. \\ \left. + 2n^2 \kappa (2xy + 3x^2y - y^3) + (x^2 - y^2 + 3xy^2 - x^3) (1 - \kappa^2) n^2 \right] \quad (C.14)$$

Através das equações (C.2), (C.3), (C.5), (C.6), (C.8), (C.9), (C.11) e (C.12), podemos prever o comportamento das partes reais e imaginárias dos coeficientes de reflexão encontrando a constante de proporcionalidade magnética para as magnetizações em  $m_y$  ou  $m_z$ .











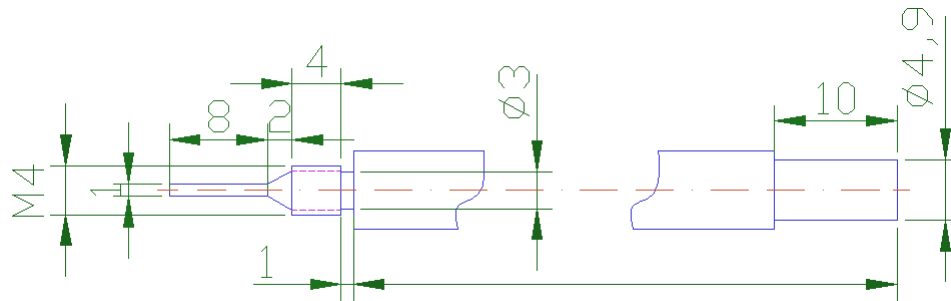


Figura D.9: Desenho mecânico da haste de transferência do porta amostra.

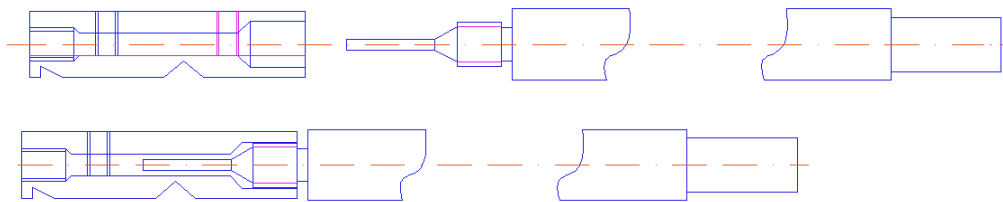


Figura D.10: Desenho mecânico mostrando o encaixe do porta amostra com a haste de transferência.

# Referências Bibliográficas

- [1] A. Winkelmann, M. Przybylski, F. Luo, Y. Shi, J. Barthel, Phys. Rev. Lett. **96**, 257205 (2006);
- [2] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, D. D. Awschalom, Science **306**, 1910 (2004);
- [3] R. Schäfer, *Investigation of domains and dynamics of domain walls by the magneto-optical Kerr effect*. Handbook of Magnetism and Advanced Materials. ed. by H. Kronmüller and S. Parkin, Wiley (2007);
- [4] A. Berger, M. R. Pufall, Appl. Phys. Lett. **71**, 7 (1997);
- [5] K. Postava, O. Zivotsky, J. Pistora, T. Yamaguchib, *Thin Solid Films* **455/456**, 615 (2004);
- [6] P. Vavassori, Appl. Phys. Lett. **77**, 11 (2000);
- [7] H. F. Ding, S. PuK tter, H. P. Oepen and J. Kirschner, J. Magn. Magn. Mater. **212**, L5-L11 (2000);
- [8] Z. J. Yang, M. R. Scheinfein, J. Appl. Phys. **74**, 6810 (1993);
- [9] R. M. Osgood III, B. M. Clemens, R. L. White, Phys. Rev. B **55**, 8990 (1997);
- [10] F. Luo, M. Przybylski, Y. Shi, J. Kirschner, J. Magn. Magn. Mater. **316**, e342 (2007);
- [11] F. Luo, A. Winkelmann and M. Przybylski, Appl. Phys. Lett. **91**, 262512 (2007);
- [12] G. Moulas, A. Lehnert, S. Rusponi, J. Zabloudil, C. Etz, S. Ouazi, M. Etzkorn, P. Bencok, P. Gambardella, P. Weinberger and H. Brune, Phys. Rev. B **78**, 214424 (2008);
- [13] F. Yildiz, F. Luo, C. Tieg, R.M. Abrudan, X.L. Fu, A. Winkelmann, M. Przybylski and J. Kirschner, Phys. Rev. Lett. **100**, 037205 (2008).

- [14] M. Faraday, Trans. Roy. Soc. (London) **5**, 592 (1846);
- [15] G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics*, University of Utah, H, R & W (1975);
- [16] J. Kerr, Philos. Mag. **3**, 339 (1877);
- [17] J. Kerr, Philos. Mag. **5**, 161 (1878);
- [18] M. J. Freiser, IEEE Trans. Magn. Mag. **4**, no 2, 152 (1968);
- [19] J. C. Maxwell, *A treatise on Electricity and Magnetism*, Clarendon Press, Oxford, vol II, cap. XXI. (1873);
- [20] H. R. Hulme, Proc. Roy. Soc. A **135**, 237 (1932);
- [21] C. Kittel, Phys. Rev. A **83**, 208 (1951);
- [22] P. N. Argyres, Phys. Rev. **97**, 334 (1955);
- [23] E. R. Moog, C. Liu, S. D. Bader and J. Zak, Phys. Rev. B **39**, 6949 (1989);
- [24] W. Voigt, *Magneto- und Electrooptik*, (1908);
- [25] D. S. V. Junior, *Instrumentação para Magnetometria por Efeito Kerr Magneto-Óptico in-situ e testes em filmes de Pd/Ni/Pd/vidro e Fe/Si*, Dissertação de mestrado, Universidade Federal de Minas Gerais (2004);
- [26] J. -W. Lee, J. -R. Jeong, D. -H. Kim, J. S. Ahn, J. Kim, and S. -C. Shin, Rev. Sci. Instr. **71**, 3801 (2000);
- [27] R. P. Hunt, J. Appl. Phys. **38**, 1652 (1967);
- [28] G. Metzger, P. Pluinage, and R. Torguet, Ann.Phys. (Paris) **10**, 5 (1965);
- [29] P. Paroli, V. Tognetti, F. Borsa, *Magnetic Properties of Matter*, Turin, World Scientific, p 335 a 369 (1986);
- [30] P. S. Pershan, J. Appl. Phys. **38**, 3 (1967);
- [31] L. D. Landau, E. M. Lifshitz and L. P. Pitaevskii, *Electrodynamics of Continuous Media*, Institute of Physical Problems, USSR Academy of Sciences, Moscow (1985);
- [32] E. Butkov, *Física Matemática*, St. John's University, New York (1968);

- [33] R. M. Osgood, S. D. Bader, B. M. Clemens, R. L. White and H. Matsuyama, *J. Magn. Magn. Mater* **182**, 297 (1998);
- [34] <http://www.industrialcontroldesignline.com/howto/212001835>;
- [35] <http://www.eu.sc-sanyo.com/ProductInfo/LaserDiode/LaserDrive/LaserDrive2.html>. Sanyo is a trademark of Sanyo Electric Co., Ltd.;
- [36] R. Rinaldi, *Turbo Pascal versão 5.5*, ed. Érica editora Ltda (1996);
- [37] H. Lüth, *Surfaces and Interfaces of Solid Materials*, Berlin, ed. Springer (1995);
- [38] T. Ambrose, R.L. Sommer and C.L. Chien, *Phys. Rev. B*, **56**, 1 (1997);
- [39] W.H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957);
- [40] W.H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956);
- [41] S. N. de Oliveira, *Exchange Bias em filme de IrMn/Cu/CoeO*, Dissertação de mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul - UFRGS (2007);
- [42] C. S. Gonçalves, *Montagem e construção de um magnetômetro a efeito Kerr magneto-óptico*, Dissertação de mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Norte (2006);
- [43] G. J. P. de Abreu, *Estudo in-situ de filmes ultrafinos de óxidos de ferro sobre Ag(100) por técnicas de superfície*, Dissertação de mestrado, Universidade Federal de Minas Gerais (2006);
- [44] M. Przybylski, L. Yan, J. Zukrowski, M. Nyvlt, Y. Shi, A. Winkelmann, J. Barthel, M. Wasniowska and J. Kirschner, *Phys. Rev. B*. **73**, 085413 (2006);
- [45] J.A.C. Bland, B. Heinrich, *Ultrathin Magnetic Structures*, vol. I + II, Springer, Berlin, (1994);
- [46] E. du Trémolet de Lacheisserie, *Phys. Rev. B* **51**, 15925 (1995).