

Universidade Estadual de Campinas

Instituto de Física Gleb Wataghin

O Magnetômetro a Efeito Kerr e o filme fino de Co/Si

Hugo Bonette de Carvalho

Orientadores:

Profa. Dra. Maria José Santos Pompeu Brasil;
Prof. Dr. Marcelo Knobel

Dissertação de mestrado em Física
Apresentada ao Instituto de Física
"Gleb Wataghin" para obtenção
do título de Mestre em Física

Campinas, Fevereiro de 2002



**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

C253m

Carvalho, Hugo Bonette de

O magnetômetro a Efeito Kerr e o filme fino de Co/Si / Hugo Bonette de Carvalho. -- Campinas, SP : [s.n.], 2002.

Orientadores: Maria José Santos Pompeu Brasil e Marcelo Knobel.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Magneto-ótica. 2. Magnetômetro.
3. Kerr, Efeito de. 4. Filmes finos. 5. Cobalto - Propriedades magnéticas. 6. Cobalto - Propriedades térmicas. 7. Anisotropia magnética. I. Brasil, Maria José Santos Pompeu. II. Knobel, Marcelo. III. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". IV. Título.

(vsv/ifgw)

 UNICAMP	 GRADUAÇÃO	Instituto de Física Gleb Wataghin	C.P. 6165 CEP: 13083-970 Tel. (19) 788-5305 e-mail: secpos@ifl.unicamp.br
--	--	--	--

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE HUGO BONETTE DE CARVALHO – RA 950815 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 26/02/2002.

COMISSÃO JULGADORA:



Profa. Dra. Maria José Santos Pompeu Brasil (Orientadora do Candidato) – IFGW/UNICAMP



Prof. Dr. Fernando Iikawa – IFGW/UNICAMP



Prof. Dr. Hélio Cesar Nogueira Tolentino – LNLS

... a meus pais!

"Mas eu não quero me encontrar com gente louca", observou Alice

"Você não pode evitar isso", replicou o gato

"Todos nós somos loucos. Eu sou louco, você é Louca".

"Mas como sabe que eu sou louca?", indagou Alice.

"Deve ser" disse o gato, "ou não teria vindo aqui".

Lewis Carroll

Alice no País das Maravilhas

Agradecimentos

O trabalho de produção e escrita de uma dissertação de mestrado é o resultado do esforço e dedicação de muita gente para que os louros recaiam sobre uma única pessoa. Portanto seria uma injustiça de minha parte não reconhecer o importante papel das pessoas e instituições que contribuíram para esta grande realização de vida.

Gostaria de agradecer meus orientadores Maria José e Marcelo, por sempre acreditar em meu trabalho e por me apresentar aos interessantes temas de pesquisa que estão discutidos nesta dissertação.

A minha família que apesar da distância sempre me incentivou e apoiou.

A linda Poka, pelo seu carinho, atenção e compreensão, sendo exemplo de dedicação, de mulher, de companheira; meu sincero muito obrigado!

Gostaria de agradecer aos amigos Milton e André, pelo imprescindível apoio técnico e pelas agradáveis e produtivas horas que passamos enrolando...☺! A vocês dois meu muito obrigado e estimado respeito.

À Adriana e ao Prof. Toninho, ambos da USP, e às professoras Mônica e Íris, da Unicamp, e ao Marcelo Nakaema, pela cooperação, pelas esclarecedoras discussões e pela grande ajuda dada no desenvolvimento desta dissertação.

Aos amigos da Unicamp: Alexandre, Ana, Cabelo, Carol, Caê a Patricinha, Celso, Cris, Dracena, Edson Cambé, Helô e Gaston, Javier, Lene, Liliana, Luis, Manoel, Marco Baiano, Michel e Ana, Ney e Abdalla, Odilon, Palmito, Rodolfo, Wendel, aos professores Fernando, José e Peter,... A todos vocês, meus sinceros agradecimentos pela simpatia e disposição com a qual sempre me ajudaram.

Aos amigos e companheiros de caminhada rumo a uma vida fraterna em Cristo: Andres e Flavinha, Nali, Dener, Gustavo e Cris, Cíntia, Élcio e Lucy, Patricia, Sakai, Mariana, Pe. Toninho...., a vocês que, sem o saberes, me elevaste para bem perto de Deus.

Gostaria ainda de agradecer também a FAPESP pela bolsa concedida.

Resumo

O objetivo deste trabalho consiste no estudo e implementação da técnica de caracterização de filmes magnéticos através da montagem de um magnetômetro a efeito Kerr (MEK). Nesta dissertação discutimos primeiramente a fenomenologia associada ao efeito Kerr magneto-óptico. Na sequência apresentamos o magnetômetro e os procedimentos experimentais utilizados na obtenção das curvas de magnetização (histereses) de filmes magnéticos. Por último mostramos os resultados obtidos na caracterização das propriedades magnéticas e morfológicas de filmes finos de Co, depositados sobre substrato de Si (100) com espessuras na faixa de 30 a 950Å. Discutimos a correlação entre a rugosidade da superfície, a espessura e as propriedades magnéticas destes filmes. A microestrutura dos filmes foi caracterizada por difração de raios-x e por microscopia de força atômica (AFM - *Atomic Force Microscopy*). Utilizamos o MEK para investigar o processo de magnetização em função da orientação do campo magnético externo (anisotropia) e da temperatura. A caracterização dos domínios magnéticos foi realizada através de microscopia Kerr.

Abstract

The aim of this work was to study and implement a technique for the characterization of the magnetic properties of thin films through a Kerr magnetometer (MEK). First we present the phenomenology behind the magneto-optic Kerr effect. In the sequence we present the magnetometer (MEK) and the experimental procedures applied to get hysteresis loops from the magnetic thin films. Finally we present the results of the magnetic and morphologic characterization of thin films of Co deposited by magnetron sputtering onto Si (100) with thickness ranging from 30 to 950Å. We discuss the correlation among roughness, thickness and magnetic properties of the Co films. The film microstructure was characterized by x-ray diffraction and AFM (Atomic Force Microscopy). We have used the MEK to investigate the hysteresis loops and the in-plane switching behaviour as a function of the applied magnetic field orientation and as a function of temperature. The magnetic domain characterization was carried out by longitudinal magneto-optical Kerr microscopy.

Índice

	Capítulo 1 - Introdução	1.1
1.1	- Introdução Histórica e Fenomenológica	1.1
1.2	- Motivações e Objetivos	1.4
	Capítulo 2 - Efeito Kerr	2.1
2.1	- MOKE	2.1
2.1.1	- O Tensor Permissividade Elétrica (ϵ)	2.4
2.1.2	- Os Elementos da Matriz de Reflexão (R)	2.9
2.2	- SMOKE	2.9
	Capítulo 3 – O Magnetômetro a Efeito Kerr - MEK	3.1
3.1	- Instrumentação	3.3
3.1.1	- As bobinas de Helmholtz	3.5
3.2	- A Técnica e O teste do Magnetômetro - MEK	3.7
3.2.1	- O Sinal Kerr	3.8
3.2.2	- O modo Transversal	3.9
3.2.3	- Os modos Longitudinal e Polar	3.12
	Capítulo 4 – O Filme Fino de Co/Si	4.1
4.1	- Preparação das Amostras	4.2
4.2	- O padrão de difração de Raios-X	4.4
4.3	- Microscopia de Força Atômica - AFM	4.5
4.4	- Magnetometria Kerr - SMOKE	4.7
4.4.1	- Anisotropia, Coerividade e Domínios	4.7
4.4.2	- Dependência Térmica	4.16
4.4.3	- O Sinal Kerr e a Espessura do Filme	4.17
	Capítulo 5 – Conclusões	5.1
	Apêndice A – Efeito Faraday	A.1
A.1	- Fenomenologia	A.1
A.2	- Formalismo microscópico	A.3
	Referências	R.1

Capítulo 1 - Introdução

1.1 - Introdução Histórica e Fenomenológica:

A interação da luz com a matéria envolve sua estrutura eletrônica. Quando a luz propaga através de um meio, seu campo elétrico induz dipolos elétricos oscilantes nos constituintes deste meio. São estes dipolos os responsáveis pelas propriedades ópticas do meio (reflexão, refração, absorção, etc...). Naturalmente esta interação é afetada pelo estado magnético do meio. Efeitos ópticos que exibem a influência de campos magnéticos na emissão de luz por uma fonte luminosa ou na propagação de uma luz através de matéria na presença de campos magnéticos são denominados de efeitos magneto-ópticos. Os fenômenos magneto-ópticos desempenharam um papel central no desenvolvimento da eletrodinâmica clássica e foram um forte indício da natureza eletromagnética da luz.

No início do século XIX vários físicos procuravam descobrir uma relação entre a luz e as forças conhecidas. Indícios preliminares levavam a crer que esta interação seria mais evidente com campos elétricos que com campos magnéticos. No que diz respeito ao magnetismo, os esforços se concentravam em conseguir magnetizar corpos mediante a exposição a uma determinada radiação. Neste sentido todos os esforços fracassaram [Whi87]. O primeiro efeito magneto-óptico foi observado em setembro de 1845 por M. Faraday [Far46] de uma forma um tanto inesperada. Faraday observou uma rotação do plano de polarização de uma luz linearmente polarizada a medida que ela se propagava em um pedaço de vidro colocado entre os pólos de um ímã. O primeiro a oferecer uma explicação microscópica para este efeito foi William Thomson (Lord Kelvin) em 1856 [Qiu00]. Thomson propôs que *partículas* no meio sob a ação de um campo magnético externo seguiam diferentes trajetórias circulares que dependiam de sua direção de propagação em relação ao campo magnético externo. De um ponto de vista moderno esta explicação é correta se identificarmos as *partículas* de Thomson como elétrons, embora os elétrons ainda não tivessem sido descobertos.

J. C. Maxwell em 1873 [Max73] propôs a existência de índices de refração diferentes para cada uma das componentes circularmente polarizadas em que se pode decompor uma luz linearmente polarizada, o que chamamos de *birrefringência circular*. Em outras palavras, luzes com polarização circular à direita e com polarização circular à esquerda se propagam em um meio *birrefringente* com diferentes velocidades. Esta idéia nos remete diretamente às idéias de Thomson. Os índices de refração, que determinam as propriedades ópticas de um meio, são função direta do tensor permissividade elétrica que por sua vez é determinado pelo movimento dos elétrons neste meio. Elétrons na presença de luzes com polarização circular à direita e à esquerda descrevem órbitas circulares à esquerda e à direita, respectivamente. Na ausência de um campo magnético os raios destas órbitas são iguais. Caso contrário, estes elétrons experimentam forças magnéticas radiais contrárias. Por exemplo, tomemos uma luz se propagando na mesma direção do campo magnético, assim o raio da trajetória descrita pelo elétron que acompanha uma luz circularmente polarizada à direita reduz e o raio da trajetória do elétron que acompanha uma luz circularmente polarizada à esquerda aumenta. Uma vez que os momentos de dipolo elétrico são proporcionais aos raios das órbitas circulares, existirá um tensor permissividade elétrica diferente para cada caso e, conseqüentemente, índices de refração diferentes para luzes com polarizações circular à direita e à esquerda [Qiu00].

O fenômeno equivalente ao efeito Faraday, associado a reflexão, foi descoberto pelo Rev. John Kerr em 1877 [Ker77, Ker78] enquanto examinava a polarização de luzes refletidas por um pólo polido de um eletroímã. Este efeito, chamado de *Efeito Kerr Magneto-Óptico*, pode ser explicado integralmente com base na teoria clássica de reflexão de *Fresnel* e da *birrefringência circular*. Logo após, Faraday e outros passaram a procurar, sem sucesso, por um efeito relacionado à emissão de luz na presença de um campo magnético. Tal efeito só foi observado em 1896 por Zeeman [Fre68] e rapidamente explicado pela teoria clássica do elétron de Lorentz. Foi observado que certas linhas espectrais se dividiam, na presença de um campo magnético, em duas componentes circularmente polarizadas, uma à esquerda e outra à direita, quando vistas na direção do campo aplicado. Sendo suas frequências uma acima e outra abaixo

da frequência da linha sem a presença do campo magnético. Este efeito recebeu o nome de *Efeito Zeeman Normal Longitudinal*. A conexão deste efeito com o efeito Faraday foi imediatamente aceita em termos das idéias já estabelecidas, como a birrefringência circular. As diferenças de frequências se deviam a diferentes coeficientes de absorção para cada componente circular. Não muito tempo depois da descoberta do efeito Zeeman descobriu-se o fenômeno que veio a se chamar *Efeito Zeeman Anômalo*, no qual uma linha espectral se dividia em um certo número de linhas. A explicação deste fenômeno teve de esperar o desenvolvimento da *Mecânica Quântica* e está ligado a quebra de degenerescência dos níveis energéticos dos átomos em questão. Quando olhamos o efeito *Zeeman Normal* na direção transversal ao campo magnético aplicado notamos três componentes ao invés de duas. Dentre as três uma não tem sua frequência alterada e é linearmente polarizada na direção do campo magnético. As demais, com frequências acima e abaixo da central, são polarizadas na direção perpendicular ao campo magnético aplicado. Este é o chamado efeito *Voigt*. Foi Hulme, em 1932, quem primeiro deu uma descrição quântica para os efeitos magneto-ópticos [Hul32]. Ele mostrou que o fato da constante dielétrica ser dependente do spin era uma consequência do acoplamento spin-órbita, isto é, do acoplamento do spin do elétron e o movimento deste mesmo elétron. A interação spin-órbita, $\approx (\nabla V \times \mathbf{p}) \cdot \mathbf{s}$, resulta da interação do spin do elétron ($\mathbf{s}$) com o campo magnético que ele experimenta à medida que se desloca através do campo elétrico ($-\nabla V$) com momento ($\mathbf{p}$) através do meio [Qiu99]. Este acoplamento conecta o spin do elétron com seu movimento e portanto conecta as propriedades ópticas e magnéticas deste meio. Note que o efeito do campo magnético no movimento do elétron se manifesta através de um termo em seu hamiltoniano dado por $H_{\text{int}} \approx -(e/mc) \mathbf{p} \cdot \mathbf{A}$. Logo, a interação spin-órbita, $(\nabla V \times \mathbf{p}) \cdot \mathbf{s} = \mathbf{p} \cdot (\mathbf{s} \times \nabla V)$, pode ser vista como um potencial vetor magnético $\mathbf{A} \approx (\mathbf{s} \times \nabla V)$ agindo sobre o movimento do elétron. Hulme calculou os índices de refração para as ondas circularmente polarizadas através da separação dos níveis de energia devido a interação spin-órbita, desprezando a mudança da função de onda do elétron devido a esta interação. Sua teoria entretanto foi insatisfatória devido ao efeito de *quenching* do momento angular orbital que remove esta separação dos níveis de energia em metais de transição ferromagnéticos. Foi Kittel [Kit51] que mostrou que é necessário levar em consideração a mudança das funções de

onda devido ao acoplamento spin-órbita para obtermos a correta ordem de grandeza da diferença dos índices de refração. Subsequentemente Argyres [Arg55] apresentou uma análise mais completa dos efeitos magneto-ópticos usando a teoria de perturbação.

1.2 - Motivações e Objetivos:

Kerr recebeu a *Royal Medal* em 1898 por suas descobertas que foram consideradas entre as mais importantes desde as de Faraday. Quando de sua premiação comentavam o quão impressionante era o que Kerr aprendeu utilizando aparatos relativamente simples e ineficazes, ao que respondeu Kerr: “*Symple it may be, but not ineffectual; rude but not crude*” [Qiu00]. Esta afirmação representa a natureza das técnicas que envolvem o efeito Kerr, principalmente quando comparada a algumas elegantes e modernas técnicas utilizadas no estudo de superfícies e na óptica não-linear.

O efeito Kerr magneto-óptico (MOKE - *Magneto-optical Kerr Effect*) possui uma gama variada de aplicações que vão desde magnetômetros, passando por microscópios utilizados na visualização de domínios magnéticos [Ruh91], no estudo da dinâmica de chaveamento da magnetização [Gua96], até técnicas baseadas em magneto-óptica não-linear e geração de segundos harmônicos (SHMOKE) [Ben98]. A aplicação do efeito Kerr ao estudo de filmes finos magnéticos é uma técnica relativamente recente proposta em 1985 por Moog e Bader [Moo85] e denominada de SMOKE (*Surface Magneto-optical Kerr Effect*). SMOKE é uma técnica bastante simples o que justifica sua ampla utilização no estudo de filmes finos magnéticos. A magnetometria Kerr apresenta as seguintes características: 1] As medidas não sofrem interferência de substratos e porta-amostras; 2] Apresenta dependência espectral, que permite estudo seletivo de determinados elementos presentes no filme magnético [Tuf96]; 3] Permite resolução espacial [Bai93]; 4] É uma medida relativamente rápida em comparação a outras técnicas; 5] Não fornece uma medida absoluta da magnetização.

O estudo de propriedades magnéticas de filmes finos é de grande importância tecnológica. Desde o início da década de 50 a tecnologia de gravação magnética tem sido a principal forma de armazenamento de dados. Sistemas de gravação magnética são basicamente constituídos de um filme fino magnético suportado por um substrato não

magnético e coberto por uma camada protetora transparente. O primeiro dispositivo de gravação magnética foi inventado por Valdemar Poulsen em 1898 para gravação de áudio e o primeiro disco de gravação magnética foi introduzido no mercado pela IBM em 1956 [Whi01]. Desde então, a procura da redução de custos e aumento da capacidade de armazenamento de dados, normalmente expressa em termos da densidade de *bits* por unidade de área, resultou no desenvolvimento de novos materiais magnéticos e em descobertas de novos fenômenos magnéticos que impulsionaram um crescimento exponencial da capacidade de armazenamento. Hoje a indústria de gravação magnética movimenta cerca US\$50B anuais. Desde o início desta corrida previa-se que o crescimento da capacidade de armazenamento baseado unicamente na tecnologia de gravação e leitura magnética chegasse a um limite devido a problemas físicos e tecnológicos. Um exemplo é o limite superparamagnético, onde o pequeno tamanho dos grãos magnéticos que compõe a mídia magnética leva a instabilidades térmicas da magnetização [Kno00]. Neste panorama surgiu, como alternativa às tradicionais técnicas de gravação magnética, a tecnologia de gravação óptica. Esta alternativa tornou-se concreta em 1988 quando foi colocado no mercado o primeiro disco magneto-óptico combinando as características das tecnologias magnética e óptica [Gal98]. Nesta nova tecnologia o efeito Kerr voltou a ter papel fundamental sendo o efeito físico utilizado nos processos de leituras de informações digitais em discos magnéticos.

O objetivo principal deste projeto é construir um magnetômetro empregando o efeito Kerr magneto-óptico para obtermos curvas de magnetização (históreses) de filmes finos magnéticos, essenciais para sua caracterização. Em outras palavras, o objetivo consiste no estudo e implementação desta técnica.

No capítulo seguinte discutimos com maiores detalhes a fenomenologia associada ao efeito Kerr magneto-óptico. No capítulo 3 apresentamos o magnetômetro e os procedimentos experimentais e ilustramos a técnica com resultados obtidos para um sistema magnético em particular: filmes finos de Co/Si(100). No capítulo 4 apresentamos o filme fino magnético que utilizamos no teste do magnetômetro, que também caracterizamos utilizando outras técnicas. Por fim, no capítulo 5 apresentamos nossas conclusões.

Capítulo 2 - Efeito Kerr :

O efeito magneto-óptico relacionado à reflexão da luz sobre uma superfície magnetizada é denominado de efeito Kerr. No efeito Kerr uma luz inicialmente linearmente polarizada refletida por uma superfície magnetizada é afetada pela magnetização desta superfície e torna-se, no caso mais geral, elípticamente polarizada com seu eixo maior rodado de um ângulo θ_K (ângulo Kerr) em relação à polarização da luz incidente. Chamaremos de η_K (elipticidade Kerr) a razão entre os eixos menor e maior da elipse.

Podemos dividir o efeito Kerr em dois regimes diferentes relacionados a espessura da superfície magnética refletora e o comprimento de penetração da luz incidente. No primeiro regime a espessura da superfície é bem maior que o comprimento de penetração (bulk). Chamamos este regime de MOKE (*Magneto-optical Kerr Effect*). O segundo regime se dá no limite oposto ao anterior, quando a espessura da superfície é da mesma ordem de grandeza, ou menor que, o comprimento de penetração (filmes finos). Chamamos este regime de SMOKE (*Surface Magneto-optical Kerr Effect*). A seguir vamos apresentar a fenomenologia relacionada a cada um destes regimes em separado.

2.1 - MOKE:

A fenomenologia deste efeito pode ser completamente descrita com base na teoria de reflexão de Fresnel. Entretanto esta não é a única teoria aplicável, no apêndice A apresentaremos uma outra interpretação baseada no cálculo de índices de refração para as luzes circularmente polarizadas, birrefringência circular.

Podemos relacionar as amplitudes da onda refletida com as da onda incidente em termos da matriz de reflexão de Fresnel ($\mathbf{R}$) [Fre68, Hun76], assim

$$\begin{bmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{bmatrix} = \mathbf{R} \begin{bmatrix} E_p^i \\ E_s^i \end{bmatrix} \quad \text{onde} \quad \mathbf{R} = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

Onde os índices i e r denotam respectivamente as ondas incidente e refletida. E os índices s e p denotam as componentes do campo elétrico paralela (p) e perpendicular (s) ao plano de reflexão.

Para o cálculo dos coeficientes da matriz de reflexão de Fresnel impomos a continuidade das componentes dos campos elétrico ($\mathbf{E}$) e magnético ($\mathbf{H}$) na superfície refletora, fig. 2.2. Onde θ_1 é o ângulo de incidência e θ_2 o ângulo de refração da luz incidente.

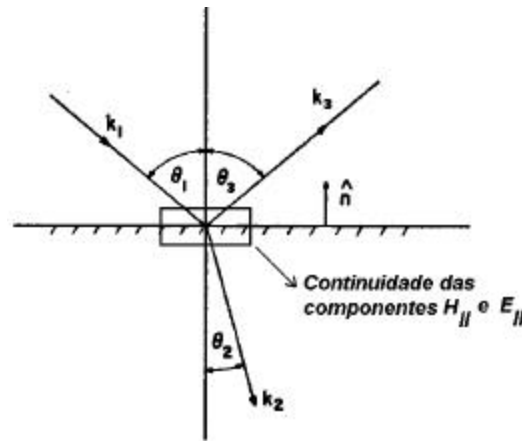


Figura 2.2 – Aplicação das condições de contorno.

Utilizando as relações provenientes destas condições obtemos as relações entre as amplitudes dos campos elétrico e magnético através dos quais definimos os coeficientes da matriz de reflexão ($\mathbf{R}$),

$$r_{pp} = \frac{E_p^r}{E_p^i} \quad r_{ps} = \frac{E_p^r}{E_s^i} \quad r_{sp} = \frac{E_s^r}{E_p^i} \quad r_{ss} = \frac{E_s^r}{E_s^i} \quad (2.2)$$

Agora vamos obter a equação da onda partindo das equações de Maxwell. Tomemos primeiro a equação da indução de Faraday

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + 4\pi \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right) \quad (2.3)$$

Podemos reescrever esta equação considerando que $\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$ e utilizando o tensor *Permeabilidade Magnética* $\mu = (1 + 4\pi\chi_m)$. Aqui χ_m é o tensor *Susceptibilidade Magnética*. Assim

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.4)$$

De maneira semelhante a equação de Ampère

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{J} \right) \quad (2.5)$$

pode ser reescrita considerando que $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ e $\mathbf{D} = \epsilon' \mathbf{E}$. Aqui $\epsilon' = (1 + 4\pi\chi_e)$ é o tensor *Dielétrico* e σ é o tensor *Condutividade*. Assim

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \left(\epsilon' \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \sigma \mathbf{E} \right) \quad (2.6)$$

Considerando como soluções das equações de Maxwell ondas plano harmônicas para as quais os campos elétrico ($\mathbf{E}$) e magnético ($\mathbf{H}$) são dados pelas expressões

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (2.7)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (2.8)$$

As equações (2.4) e (2.6) ficam

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \frac{\omega}{c} \mu \mathbf{H} \quad (2.9)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\frac{\omega}{c} \epsilon \mathbf{E} \quad (2.10)$$

Onde $\epsilon = (\epsilon' + i4\pi\sigma/\omega)$ é o tensor *Permissividade Dielétrica Complexo* do meio. Aplicando $(\mathbf{k} \times)$ em (2.9) e substituindo (2.10) no resultado do produto vetorial, obtemos a equação de onda

$$\mathbf{k} \times \mathbf{k} \times \mathbf{E} = k^2 \mathbf{E} = -(\omega/c)^2 \epsilon \mathbf{E} \quad (2.11)$$

Observamos que em princípio deveríamos considerar a contribuição do tensor permeabilidade magnética (μ) para as constantes ópticas. Entretanto nesta equação (2.11) fizemos a aproximação $\mu \approx 1$ baseado em resultados experimentais obtidos por Krinchik e Nurmukhamedov na região das frequências ópticas [Kri65]. Fisicamente esta aproximação equivale a considerar que, mesmo que o meio possua uma magnetização estática, esta magnetização não acompanha as oscilações rápidas do campo eletromagnético que age neste meio [Lan60].

A equação de onda 2.11 nos remete a um sistema de equações acopladas para o campo elétrico. Lembrando da definição de índice de refração ($n = ck/\omega$) a equação da onda fica

$$n^2 E_j + \sum_i \epsilon_{ji} E_i = 0 \quad i, j = (x, y, z) \quad (2.12)$$

Que nos dá a relação entre o índice de refração do meio n e as componentes do tensor permissividade (ϵ) do meio. Agora vamos analisar as características básicas deste tensor.

2.1.1 - O Tensor Permissividade Elétrica (ϵ) [Par86]:

Como vimos anteriormente o tensor permissividade elétrica caracteriza opticamente o meio. Um entendimento pormenorizado a respeito das características deste tensor se torna portanto fundamental para a compreensão dos fenômenos ópticos.

Para meios isotrópicos, como materiais amorfos ou com simetria cúbica, o tensor permissividade elétrica é simplesmente um escalar ($\epsilon_{ij} = \delta_{ij} \epsilon_0$). Neste caso a equação de onda (2.12) se resume a $n^2 = \epsilon_0$, que é o resultado característico de meios isotrópicos.

Vamos considerar o caso em que o meio possua uma magnetização, espontânea ou induzida, em uma dada direção. Neste caso quebramos a simetria do meio privilegiando uma direção, a direção de magnetização. A partir de agora o meio deixa de ser isotrópico e passa a ser anisotrópico, mesmo que o meio estruturalmente o seja. Experimentalmente pode-se verificar que as propriedades ópticas do meio não se alteram drasticamente na presença da magnetização, de forma que podemos escrever as componentes do tensor (ϵ) como

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^0 + \Delta\epsilon_{ij}(\mathbf{M}) \quad (2.13)$$

Isto é, a soma de uma constante (a constante do tensor ϵ na ausência da magnetização) mais pequenos termos dependentes da magnetização ($\mathbf{M}$). Podemos sempre escrever uma grandeza, evidenciando suas partes hermitianas (H) e anti-hermitianas (A). Assim $\Delta\epsilon_{ij} = \Delta\epsilon_{ij}^H + \Delta\epsilon_{ij}^A$ onde $\Delta\epsilon_{ij}^H = \Delta\epsilon_{ij}^{H*}$ e $\Delta\epsilon_{ij}^A = -\Delta\epsilon_{ij}^{A*}$. Podemos ainda evidenciar as partes real e imaginária das partes hermitianas e anti-hermitianas

$$\Delta\epsilon_{ij}^H = \Delta\epsilon_{ij}^{Hl} + i\Delta\epsilon_{ij}^{Hll} \quad \text{onde} \quad \Delta\epsilon_{ij}^{Hl} = \Delta\epsilon_{ji}^{Hl} \quad \text{e} \quad \Delta\epsilon_{ij}^{Hll} = -\Delta\epsilon_{ji}^{Hll} \Rightarrow \Delta\epsilon_{ii}^{Hll} = 0 \quad (2.14)$$

$$\Delta\epsilon_{ij}^A = \Delta\epsilon_{ij}^{Al} + i\Delta\epsilon_{ij}^{All} \quad \text{onde} \quad \Delta\epsilon_{ij}^{All} = \Delta\epsilon_{ji}^{All} \quad \text{e} \quad \Delta\epsilon_{ij}^{Al} = -\Delta\epsilon_{ji}^{Al} \Rightarrow \Delta\epsilon_{ii}^{Al} = 0 \quad (2.15)$$

Por razões relacionadas a simetria de reversão temporal [Lan60] podemos afirmar que

$$\Delta\epsilon_{ij}(\mathbf{M}) = \Delta\epsilon_{ji}(-\mathbf{M}) \quad (2.16)$$

Vamos expandir os termos $\Delta\epsilon_{ij}(\mathbf{M})$ em série das componentes da magnetização até primeira ordem em $\mathbf{M}$, assim

$$\Delta\epsilon_{ij}^{H\perp} = \sum_l K_{ijl}^{H\perp} M_l \quad \Delta\epsilon_{ij}^{H\parallel} = \sum_l K_{ijl}^{H\parallel} M_l \quad (2.17a)$$

$$\Delta\epsilon_{ij}^{A\perp} = \sum_l K_{ijl}^{A\perp} M_l \quad \Delta\epsilon_{ij}^{A\parallel} = \sum_l K_{ijl}^{A\parallel} M_l \quad (2.18a)$$

Por causa das relações (2.14), (2.15) e (2.16) metade dos coeficientes acima são nulos. Por exemplo, temos que $\Delta\epsilon_{ij}^{H\perp}(\mathbf{M}) = \Delta\epsilon_{ji}^{H\perp}(\mathbf{M})$, mas como $\Delta\epsilon_{ij}(\mathbf{M}) = \Delta\epsilon_{ji}(-\mathbf{M})$ verificamos que $K_{ijl}^{H\perp} = 0$ para qualquer i, j, l . De forma análoga obtemos que $K_{ijl}^{A\parallel} = 0$ para qualquer i, j, l . Desta forma podemos remover os índices (H) e (A) dos coeficientes da expansão. Considerando que a magnetização se dá ao longo da direção z , de forma que $\mathbf{M} = M \hat{z}$, podemos reescrever (2.17a) e (2.18a)

$$\Delta\epsilon_{ij}^{H\perp} = 0 \quad \Delta\epsilon_{ij}^{H\parallel} = K_{ij}^{\parallel} M \quad (2.17b)$$

$$\Delta\epsilon_{ij}^{A\perp} = K_{ij}^{\perp} M \quad \Delta\epsilon_{ij}^{A\parallel} = 0 \quad (2.18b)$$

Utilizando as relações (2.14 - 18b) obtemos

$$\Delta\epsilon_{ij}(\mathbf{M}) = (K_{ij}^{\perp} + iK_{ij}^{\parallel}) M = K_{ij} M \quad \text{para } i \neq j \quad (2.19)$$

$$\Delta\epsilon_{ii} = 0 \quad (2.20)$$

Lembrando que se não houvesse magnetização o meio seria isotrópico, portanto $\epsilon_{ij}^0 = \delta_{ij} \epsilon_0$. Assim o tensor permissividade elétrica, a princípio, se torna

$$\epsilon(\mathbf{M}) = \begin{bmatrix} \epsilon_0 & K_{12} M & K_{13} M \\ K_{21} M & \epsilon_0 & K_{23} M \\ K_{31} M & K_{32} M & \epsilon_0 \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

Lembrando que $\Delta \epsilon_{ij}^{H\parallel} = -\Delta \epsilon_{ji}^{H\parallel}$ o que nos leva a $K_{ij}^{\parallel} M = -K_{ji}^{\parallel} M$ e que $\Delta \epsilon_{ij}^{A\perp} = -\Delta \epsilon_{ji}^{A\perp}$ nos levando a $K_{ij}^{\perp} M = -K_{ji}^{\perp} M$, podemos afirmar que $K_{ij} M = -K_{ji} M$. Assim (2.21) pode ser escrito na forma simplificada

$$\epsilon(\mathbf{M}) = \begin{bmatrix} \epsilon_0 & K_{12}M & K_{13}M \\ -K_{12}M & \epsilon_0 & K_{23}M \\ -K_{13}M & -K_{23}M & \epsilon_0 \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

Como o sistema tem simetria cilíndrica ao longo do eixo de anisotropia z , os planos paralelos ao eixo z não devem sofrer alteração, assim $K_{13} = K_{23} = 0$, e finalmente o tensor se escreve da forma

$$\epsilon(\mathbf{M}) = \begin{bmatrix} \epsilon_0 & K M & 0 \\ -K M & \epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

Uma forma alternativa equivalente, mas mais utilizada para o tensor permissividade elétrica é [Agr66],

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_0 & -i\epsilon_0 Q & 0 \\ i\epsilon_0 Q & \epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

Onde ϵ_0 é independente da direção da magnetização ($\mathbf{M}$) e Q é a constante complexa magneto-óptica que caracteriza o meio (K é um número complexo). Ela pode ser escrita da forma $Q = Q_0 e^{-iq}$, onde a magnitude Q_0 é linearmente proporcional a magnetização do material e q é a uma fase. Para o *Fe* na magnetização de saturação $Q_{Fe} = 0.0215 e^{-i0.073}$. Uma vez que a parte imaginária é muito pequena e a parte real é da ordem de poucos milésimos podemos expandir Q e reter apenas termos em primeira ordem [Yan93].

Em geral o campo magnético aplicado ($\mathbf{H}$) e as componentes do campo elétrico (E_p^i e E_s^i) da luz incidente não coincidem com os eixos principais de magnetização [Yan93].

Para resolver este problema vamos definir (xyz) como o sistema de eixos referenciados na direção do campo magnético ($\mathbf{H}$) (fig. 2.3) e $(x''y''z'')$ os eixos principais de magnetização do meio. Devemos relacionar as componentes dos eixos de magnetização da amostra $(x''y''z'')$ com a direção do campo aplicado (xyz) . A transformação de coordenadas que é necessária para a derivação dos coeficientes da matriz de reflexão é dada pela matriz de rotação de Euler. Assim

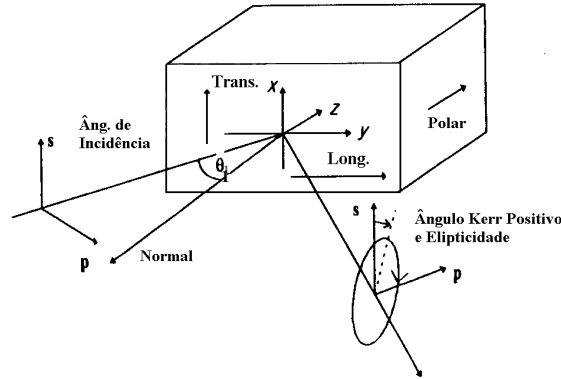


Figura 2.3 – Definição dos eixos de referência.

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \mathbf{A} \begin{bmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{bmatrix} \Rightarrow \mathbf{A} = \begin{bmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ \sin \alpha \sin \beta & \cos \alpha & -\sin \alpha \cos \beta \\ -\cos \alpha \sin \beta & \sin \beta & \cos \alpha \cos \beta \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

Obtemos o tensor ϵ no sistema (xyz) , mediante transformação do tensor permissividade elétrica obtido em (2.25), definido aqui como ϵ'' , do sistema $(x''y''z'')$ para o sistema (xyz)

$$\epsilon = \mathbf{A}^{-1} \epsilon'' \mathbf{A} = \begin{bmatrix} \epsilon_q & -iQ\epsilon_q m_z & iQ\epsilon_q m_y \\ iQ\epsilon_q m_z & \epsilon_q & -iQ\epsilon_q m_x \\ -iQ\epsilon_q m_y & iQ\epsilon_q m_x & \epsilon_q \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

Onde os cosenos diretores são

$$m_x = M_x / M_s = \sin \beta \quad (2.27)$$

$$m_y = M_y / M_s = -\sin \alpha \cos \beta \quad (2.28)$$

$$m_z = M_z / M_s = \cos \alpha \cos \beta \quad (2.29)$$

2.1.2- Os Elementos da Matriz de Reflexão (R):

Uma vez determinado o tensor permissividade elétrica podemos resolver a equação (2.12). Considerando n_1 e n_2 os índices de refração dos meios dielétrico e magnético e lembrando que definimos θ_1 e θ_2 como os ângulos de incidência e refração, obtemos os valores dos coeficientes da matriz de reflexão (**R**) [Hun67,Yan93]

$$r_{pp} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} + i \frac{2n_1 n_2 \cos \theta_1 \sin \theta_2 Q m_x}{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2} \quad (2.30)$$

$$r_{ps} = -i \frac{n_1 n_2 \cos \theta_1 (m_y \sin \theta_2 + m_z \cos \theta_2) Q}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2) (n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2) \cos \theta_2} \quad (2.31)$$

$$r_{sp} = i \frac{n_1 n_2 \cos \theta_1 (m_y \sin \theta_2 - m_z \cos \theta_2) Q}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2) (n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2) \cos \theta_2} \quad (2.32)$$

$$r_{ss} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.33)$$

Cabe aqui chamar a atenção para alguns pontos. O elemento r_{pp} é função somente da magnetização na direção x (m_x), que chamaremos de direção *Transversal*. Já os elementos r_{ps} e r_{sp} são função da magnetização nas direções y (m_y) e z (m_z), que chamaremos, respectivamente, de direção *Longitudinal* e *Polar*. E o elemento r_{ss} não depende da magnetização.

2.2- SMOKE [Qiu99, Yan93]:

SMOKE é uma das mais importantes técnicas no estudo de propriedades magnéticas de superfícies e filmes finos.

Para filmes finos magnéticos, cuja espessura é muito menor que o comprimento de penetração da luz incidente ($dn_2/\lambda \ll 1$, onde d é a espessura e n_2 o índice de refração do filme e λ é o comprimento de onda da luz incidente) a interferência da luz refletida pelo substrato com a luz refletida pela superfície do filme passa a ser importante devido ao efeito Faraday sobre a luz durante sua propagação através do filme. Podem ocorrer consideráveis mudanças na intensidade relativa do feixe de luz que emerge do filme devido a esta interferência. Tomemos o sistema ilustrado na fig. 2.3.

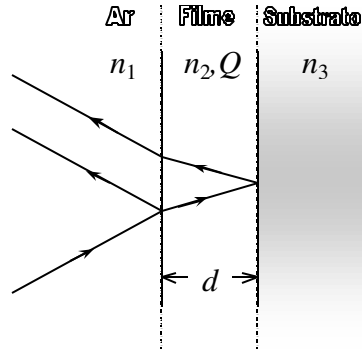


Figura 2.3 – Geometria de reflexão para um sistema de filme fino magnético.

O método usual para encontrar os coeficientes da matriz de reflexão (R) é aplicar as equações de Maxwell ao sistema e satisfazer as equações de contorno em cada uma das interfaces (ar/filme e filme/substrato). Zak *et al.* [Zak91] resolveu este problema algebricamente complicado para $m_x = 0$ e $dn_2/\lambda \ll 1$. O resultado é

$$r_{ss} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_3 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_3 \cos \theta_2}, \quad (2.34)$$

$$r_{pp} = \frac{n_3 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_3 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}, \quad (2.35)$$

$$r_{ps} = -\frac{4\pi n_1 \cos \theta_1 (\cos \theta_2 n_2^2 m_z - n_3 n_1 \sin \theta_1 m_y) d Q}{\lambda (n_1 \cos \theta_1 + n_3 \cos \theta_2) (n_3 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)}, \quad (2.36)$$

$$r_{sp} = -\frac{4\pi n_1 \cos \theta_1 (\cos \theta_2 n_2^2 m_z + n_3 n_1 \sin \theta_1 m_y) d Q}{\lambda (n_1 \cos \theta_1 + n_3 \cos \theta_2) (n_3 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)}. \quad (2.37)$$

Aqui n_1 , θ_1 e n_3 e $\theta_2 (= \theta_3)$ são os índices de refração e ângulos de incidência do ar (1) e do substrato (3) e n_2 e d são, respectivamente, o índice de refração e a espessura do filme magnético. Podemos obter expressões similares para os coeficientes da matriz de reflexão no modo *Transversal*. Entretanto, no modo *Transversal* a dependência em Q (constante magneto-óptica) aparece somente no termo da diagonal r_{pp} , assim como no MOKE. Embora a expressão total para os coeficientes de reflexão sejam agora função da espessura das camadas magnéticas e do índice de refração do substrato, a dependência em Q dos elementos da matriz de reflexão são similares ao estudado anteriormente para o MOKE. A fig. 2.4 mostra a dependência da elipticidade Kerr (η_K) para filmes de Co depositados sobre substrato de Cu obtido por Qiu e Bader [Qiu99], com luz incidente ($\lambda=632.8\text{nm}$) na polarização p .

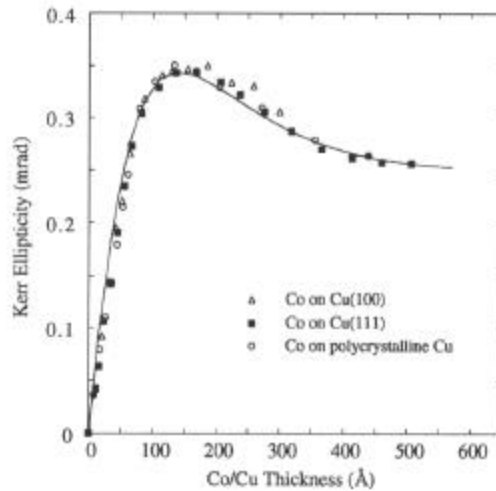


Fig. 2.4 - Magnitude da η_K como função da espessura do filme de Co [Qiu99].

O autor identifica 3 regiões diferentes [Moo89]: primeiro temos uma região onde η_K aumenta linearmente; em seguida η_K atinge um valor máximo em $\sim 120\text{\AA}$, tal máximo depende da relação entre n_2 e n_3 , e por fim uma região de saturação para filmes relativamente grossos, aproximadamente maiores que $400\text{\AA}$. Para a região onde a espessura do filme é menor que o comprimento de penetração da luz (região linear) a interferência da luz refletida pelo substrato com a luz refletida pela superfície do filme passa a ser importante devido a ação do efeito Faraday durante a propagação da luz

através do filme antes e depois da reflexão no substrato. O maior indício deste efeito é a própria linearidade, uma vez que o ângulo de rotação da polarização devido ao efeito Faraday é linear com a distância que a luz percorre no meio magnético [apêndice (A.6)]. Por outro lado para os filmes relativamente grossos a fig. 2.4 mostra uma saturação, que correspondente ao valor de η_K em *bulk* do cobalto. A saturação aparece para valores de espessura maiores que o comprimento de penetração da luz, nesta região a luz não mais reflete no substrato e o sinal detectado pode ser atribuído unicamente ao efeito Kerr. Para a região de espessuras intermediárias ambos os efeitos, Faraday e Kerr, contribuem para o sinal detectado, à medida que aumentamos a espessura do filme a intensidade de luz refletida pelo substrato cai, diminuindo a contribuição do efeito Faraday na luz refletida. Vários trabalhos ilustram resultados semelhantes [Qiu99, Kol63, Jud68, Yos66].

Capítulo 3 – O Magnetômetro a Efeito Kerr - MEK:

O principal objetivo deste trabalho é a construção de um Magnetômetro a Efeito Kerr (MEK) e o aprendizado da técnica de estudo de propriedades magnéticas de filmes finos através deste magnetômetro. Neste capítulo vamos primeiramente apresentar o aparato experimental utilizado na montagem do MEK; na sequência ilustraremos a técnica em si. Paralelamente apresentaremos alguns resultados obtidos durante os testes do MEK.

Vamos descrever agora como podemos obter as histereses de filmes finos a partir do Efeito Kerr. Como verificamos no capítulo 2 pelas equações (2.29) a (2.32), os coeficientes da matriz de reflexão de Fresnel possuem componentes que dependem da magnetização do meio refletor. Se alteramos de alguma forma a magnetização deste meio, os coeficientes também tem seus valores alterados. A intensidade da luz refletida por uma superfície é proporcional aos coeficientes da matriz de reflexão. Assim qualquer variação da magnetização da amostra resulta numa variação (ΔI) da intensidade detectada da luz refletida (I). Portanto podemos utilizar a intensidade da luz refletida, para monitorar a magnetização de um filme magnético, o que chamamos de *Sinal Kerr* (I_k).

A variação da magnetização ($\mathbf{M}$) da amostra é conseguida submetendo a amostra a ação de um campo externo ($\mathbf{H}$). Materiais magnéticos possuem momentos de dipolo magnético atômicos (μ) diferente de zero, assim na presença de um campo externo estes momentos tenderão a se alinhar com o campo, de forma a minimizar a energia potencial ($E_p = -\mu \cdot \mathbf{H}$). No caso de alinhamento perfeito, onde todos os momentos de dipolo magnético contidos na amostra se alinham com o campo externo, dizemos que amostra está *saturada*. Nesta condição, se a amostra possui N átomos, a magnetização total ou a magnetização de saturação (M_s) da amostra é dada por $M_s = N \mu / v$; onde v é o volume [Cul72]. Assim variando a intensidade, a direção e sentido do campo ($\mathbf{H}$) variamos a magnetização ($\mathbf{M}$) da amostra, processo esse que denominamos de *chaveamento da magnetização*.

Em materiais ferromagnéticos estes momentos de dipolos magnéticos estão acoplados entre si por uma forte interação denominada de *interação de troca*, o que permite que os dipolos magnéticos permaneçam alinhados em rigoroso paralelismo. Assim em materiais ferromagnéticos o processo de chaveamento da magnetização esta condicionado a rotação de todo o conjunto de dipolos magnéticos contidos na amostra.

De acordo com o modelo apresentado por Pierre Weiss em 1906 [Cul72], um material ferromagnético se divide em regiões chamadas de *domínios*, cada domínio é separado dos demais pelo que chamamos de *paredes de domínios*. O aparecimento de uma estrutura de domínios em um material ferromagnético esta relacionado à diminuição da energia magnetoestática associada ao campo gerado pelo material. Cada domínio se magnetiza espontaneamente em seu valor saturação (M_s). Em uma amostra a princípio desmagnetizada as direções da magnetização nos domínios são aleatórias de modo que macroscopicamente não há uma magnetização líquida. Portanto o processo de magnetização da amostra consiste em levar a amostra de um estado de vários domínios, magnetizados aleatoriamente, para um estado em que possua um único domínio cuja magnetização está na mesma direção do campo aplicado (H).

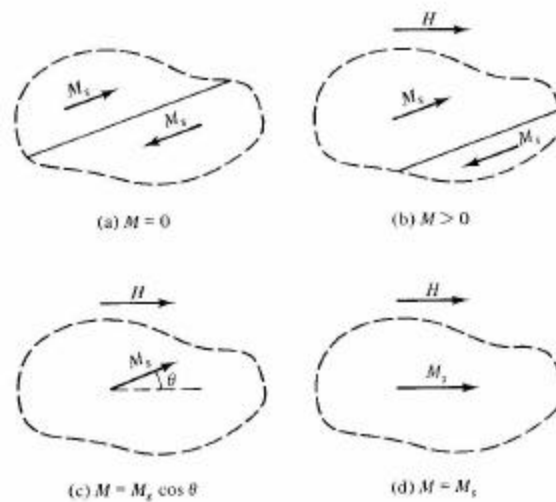


Fig. 3.1 - O processo de magnetização [Cul72].

Este processo é ilustrado na figura 3.1. As linhas tracejadas em (a) encerram uma parte da amostra contendo dois domínios. Os dois domínios estão espontaneamente magnetizados em direções opostas em seu valor de saturação, portanto a magnetização

líquida desta parte da amostra é nula. Em (b) um campo externo (H) é aplicado, fazendo com que o domínio superior cresça sobre o domínio inferior através do movimento das paredes do domínio até que em (c) o domínio superior abrange toda a parte considerada. Finalmente em campos com intensidades suficientemente altas (d) a magnetização roda até ficar paralela com o campo aplicado [Cul72, OHa00]. Durante o processo de magnetização não há nenhuma mudança da magnitude da magnetização de qualquer região microscópica da amostra ferromagnética.

3.1 - Instrumentação:

A figura 3.2 mostra um diagrama do sistema experimental que montamos para o magnetômetro.

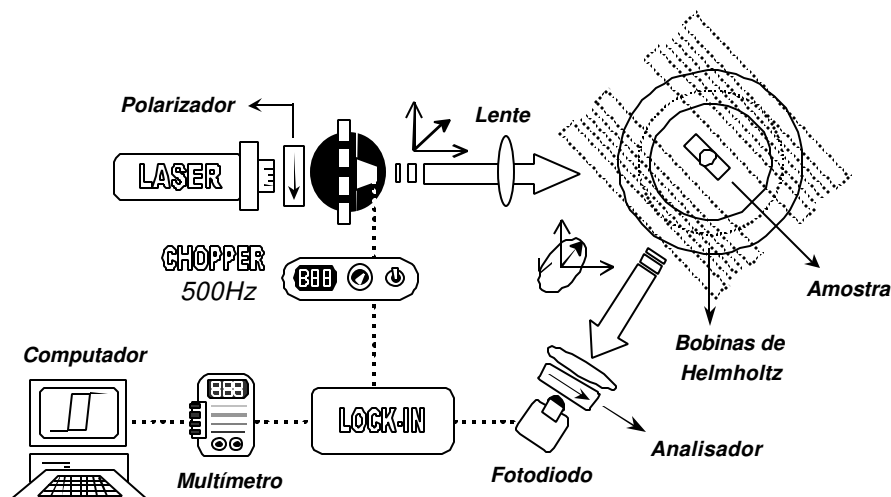


Fig. 3.2 - O Magnetômetro

Na figura 3.3 temos uma foto da montagem experimental. Como fonte de luz utilizamos um diodo laser da Coherent de alta estabilidade ($\sim 0.1\%$) e baixa potência ($\sim 1\text{mW}$) de 670nm . Um fotodiodo de Si da Coherent é utilizado para detecção da luz refletida. Utilizamos um detetor com área ativa de detecção de $\sim 5\text{mm}^2$, o que possibilita em determinados casos não utilizarmos lentes focais, minimizando assim problemas associados com as instabilidades do caminho óptico. Para otimizar a relação sinal/ruído foi empregado um sistema de detecção de fase. Neste sistema o feixe de luz incidente é mecanicamente modulado em amplitude ($\sim 500\text{Hz}$) por um chopper (Stanford – SR540), o sinal detetado é então amplificado por um *lock-in* (EG&G – 5210). O par de

polarizadores utilizados no feixe de luz incidente (polarizador) e refletido (analisador) são do tipo Gland-Taylor (Oriel – 25202), com razão de extinção $\sim 10^{-5}$ para o λ usado. O sinal de saída do *lock-in* é enviado a um voltímetro (Keithley – 182). É importante identificar todas as fontes de ruído relevantes. Em nosso sistema destacamos o ruído do detetor e o que chamamos de ruído técnico [Bla89]. O ruído do detetor depende somente do tipo e da qualidade do detetor e do amplificador associado. O que chamamos de ruído técnico inclui as fontes de ruído linearmente proporcionais a intensidade incidente no detetor, entre elas citamos as oscilações de intensidade do laser, variações no ganho do detetor e perturbações no caminho óptico que causam mudanças na eficiência da detecção. O procedimento adotado foi escolher a intensidade do laser de forma obter a melhor relação sinal/ruído.

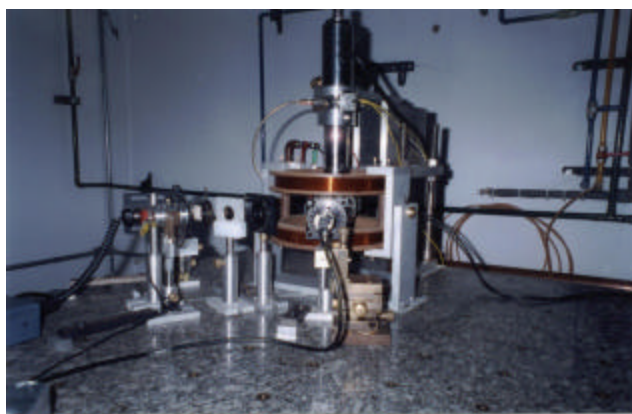


Fig. 3.3 - Foto da montagem experimental.

Para gerar o campo externo (**H**) utilizamos um par de bobinas de Helmholtz montada em nosso laboratório. Para a fonte de corrente das bobinas, utilizamos uma fonte bipolar (KEPCO – BOP 20-20M). A caracterização das bobinas de Helmholtz merece atenção especial e será apresentada na seção seguinte.

O sistema de controle e aquisição de dados foi desenvolvido em Labview versão 4.1 (National Instruments). A conexão com os dispositivos periféricos se deu através de uma placa GPIB padrão IEEE 488. O programa permite controlar a corrente fornecida pela fonte às bobinas, ao mesmo tempo em que a leitura da intensidade da luz refletida é feita no multímetro. O programa possui ainda uma interface gráfica que permite

monitorar os dados durante sua aquisição. Os parâmetros de entrada do programa são: *valor máximo* de corrente (I_{max}), *valor do incremento* da corrente (Inc) e *constante de tempo* (Ct) entre cada passo. Estes parâmetros são escolhidos de acordo com as características de cada amostra, os valores típicos utilizados em nossas medidas foram $I_{max} = 20A$, $Inc = 0,8A$ e $Ct = 0,8s$.

Para as medidas a baixa temperatura utilizamos um criostato de hélio (Air Products) tipo dedo frio que permite o controle da temperatura da amostra através de um aquecedor interno entre ~ 10 e $300K$.

3.1.1 - As bobinas de Helmholtz:

Normalmente materiais magnéticos duros possuem baixo campo coercivo [Cul72] de modo que a saturação destes materiais pode ser obtida com campos relativamente baixos. Assim campos da ordem de $\sim 100Oe$ são suficientes para a maioria dos filmes finos. Estes campos podem ser obtidos utilizando-se bobinas com núcleo de ar. De acordo com o tamanho da amostra, a escolha entre os vários tipos de bobinas com núcleo de ar, recai apenas na homogeneidade do campo ao longo da amostra. Para o estudo de filmes finos magnéticos uma bobina de Helmholtz é adequada, pois a variação do campo ao longo do eixo de simetria é inferior a 5% entre o par de bobinas.

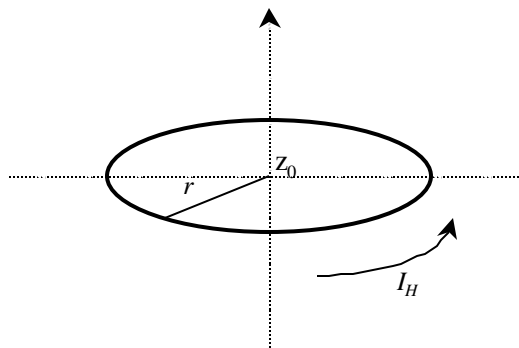


Fig. 3.4 - Diagrama das bobinas.

A bobina de Helmholtz consiste de um par de espiras circulares concêntricas de raio r ligadas em série e separadas por uma distância r medida ao longo do eixo de simetria (eixo z). O campo no eixo z gerado por cada espira é dado por [Rei91]

$$H(z, z_0, r) = \frac{2\pi I_H}{c} \frac{r^2}{[(z - z_0)^2 + r^2]^{3/2}} \quad (3.1)$$

Onde $H(z, z_0, r)$ é o campo gerado na posição z pela espira de raio r na posição z_0 dado em Oersted, fig. 3.4. I_H é a corrente que passa pela espira em satatampères ($1A = 3 \times 10^9$ satatampères) e $c = 3 \times 10^{10}$ cm/s é a velocidade da luz no vácuo. As bobinas são formadas por várias espiras dispostas em sequência formando camadas.

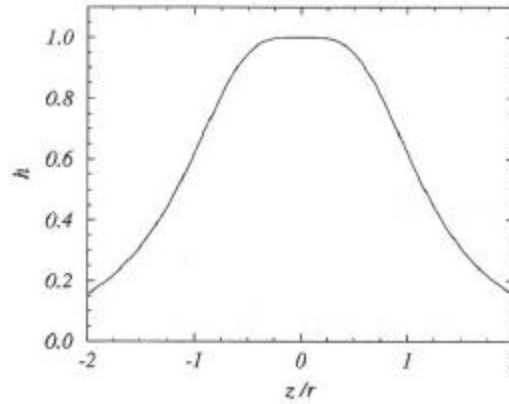


Fig. 3.5 - Perfil espacial do campo gerado pela bobina de Helmholtz. Aqui $h = H/H_{max}$.

Quando o número de espiras ou camadas de espiras é grande, devemos levar em conta também o diâmetro do fio usado (ϕ). Portanto, supondo uma configuração onde cada bobina contém m camadas e n espiras por camada, a expressão para o campo H no eixo z pode ser escrita como [Sil00]:

$$H_{total}(z) = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n [H(z, \frac{-r - (n-1)\phi}{2} + i\phi, r - \frac{(m-1)\phi}{2} + j\phi) + H(z, \frac{r - (n-1)\phi}{2} + i\phi, r - \frac{(m-1)\phi}{2} + j\phi)] \quad (3.2)$$

A equação (3.2) é válida no limite em que $m\phi \approx n\phi \ll r$. A bobina de Helmholtz que construímos tem $m=6$, $n=10$, $r=8.7$ cm e $\phi=2.15$ mm. A figura 3.5 mostra uma curva do perfil espacial do campo ($h=H/H_{max}$) para os parâmetros acima, na qual podemos observar a homogeneidade do campo ao longo do eixo z .

O campo magnético na região homogênea é diretamente proporcional à corrente elétrica aplicada às bobinas (I_H). Assim

$$H = \alpha I_H \quad (3.3)$$

O fator de proporcionalidade α para o nosso par de bobinas foi obtido usando um gaussímetro e vale $\alpha = 5.65 \text{ Oe/A}$. O valor máximo de campo (H) é limitado pela potência máxima fornecida pela fonte de corrente e pela resistência elétrica total do par de bobinas, em nosso sistema $H_{max} \cong 115 \text{ Oe}$.

3.2 - A Técnica e O teste do Magnetômetro - MEK:

Aqui mostraremos com maiores detalhes a técnica utilizada no MEK e que informações podemos extrair das propriedades magnéticas dos filmes estudados a partir dos resultados obtidos no MEK. Utilizamos uma amostra de filme fino de Co depositado sobre Si (100) com espessura de $160\text{\AA}$. As histereses foram obtidas à temperatura ambiente e sob ângulo de incidência $\theta_1 = 45^\circ$, com tempo de varredura de aproximadamente 80s, com o campo externo (H) ao longo do *eixo fácil de magnetização* de cada amostra.

Seria interessante aqui definir o conceito de *eixo fácil* de magnetização. Como dissemos anteriormente os dipolos magnéticos atômicos em materiais ferromagnéticos estão acoplados pela interação de troca, que faz com que estes dipolos se alinhem paralelamente. Definimos como eixo fácil de magnetização a direção em que estes dipolos se alinham. A direção do eixo fácil de magnetização é tal que minimiza a energia magnetoestática associada ao campo gerado pelo conjunto de dipolos, como no caso dos domínios. A existência desse eixo fácil de magnetização gera no material ferromagnético, anisotropias, isto é, as propriedades magnéticas passam a depender da direção na qual elas são medidas [Cul72]. Existem vários tipos de anisotropias: 1] *Cristalina*, é intrínseca ao material ferromagnético, está relacionada a sua estrutura cristalina; 2] *Anisotropia de Forma*, como o próprio nome nos diz, é uma anisotropia que depende da forma da amostra ferromagnética; 3] *Magnetoelástica*, é função de tensões

físicas introduzidas no material ferromagnético depois ou durante a confecção do material e 4] *Anisotropias Induzidas*, onde as mais importantes são de duas naturezas: por deformação plástica e por tratamento térmico na presença de um campo magnético, *annealing* magnético. Todas estas anisotropias são importantes e qualquer uma delas pode se tornar predominantemente em circunstâncias especiais.

No capítulo 4 entraremos em maiores detalhes a respeito do filme de Co/Si. É importante frisar que por hora estamos apenas interessados no teste do MEK e na ilustração da técnica.

3.2.1 – O Sinal Kerr - I_K :

Tomemos em primeiro lugar o campo elétrico da luz incidente (E^i) linearmente polarizada na direção do eixo do polarizador. Aqui colocamos na forma mais geral, onde este eixo faz um ângulo θ_p com o plano de reflexão da luz.

$$E^i = \begin{bmatrix} E_p^i \\ E_s^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_0 \cos \theta_p \\ E_0 \sin \theta_p \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

Obtemos o campo elétrico da luz refletida (E^r) pela amostra simplesmente multiplicando o campo elétrico da luz incidente (E^i) pela matriz de reflexão (R)

$$E^r = \begin{bmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{bmatrix} = R \begin{bmatrix} E_p^i \\ E_s^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \cos \theta_p \\ E_0 \sin \theta_p \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

A luz refletida passa por um analisador e a luz que chega ao detector (E^d) é a projeção da luz refletida na direção do eixo deste analisador considerado ideal, colocado numa direção arbitrária fazendo um ângulo θ_a com o plano de reflexão.

$$E^d = E_p^r \cos \theta_a + E_s^r \sin \theta_a \quad (3.6)$$

De modo que a intensidade detetada é dada por

$$I = |E^d|^2 = |E_p^r \cos \theta_a + E_s^r \sin \theta_a|^2 \quad (3.7)$$

Por fim, substituindo (3.5) em (3.7), obtemos para a intensidade relativa detetada denominada sinal Kerr (I_K)

$$I_K = I/I_0 = \left| \left(r_{pp} \cos \theta_p + r_{ps} \sin \theta_p \right) \cos \theta_a + \left(r_{sp} \cos \theta_p + r_{ss} \sin \theta_p \right) \sin \theta_a \right|^2 \quad (3.8)$$

Onde $I_0 = |E_0|^2$. Observamos que de forma geral o sinal Kerr (I_K) é função das três componentes da magnetização da amostra uma vez que os elementos da matriz de reflexão são proporcionais às componentes da magnetização da superfície refletora (m_x , m_y e m_z). Classificamos o efeito Kerr magneto-óptico de acordo com a direção da magnetização da amostra ao qual o efeito Kerr é sensível. O efeito *Kerr Polar* é devido a componente da magnetização normal à superfície refletora (m_z). O efeito *Kerr Longitudinal* é devido a magnetização paralela a superfície refletora e paralela ao plano de reflexão da luz (m_y). Já o efeito *Kerr Transversal* é devido a magnetização paralela à superfície e perpendicular ao plano de reflexão (m_x). A figura 3.6 ilustra estes modos.

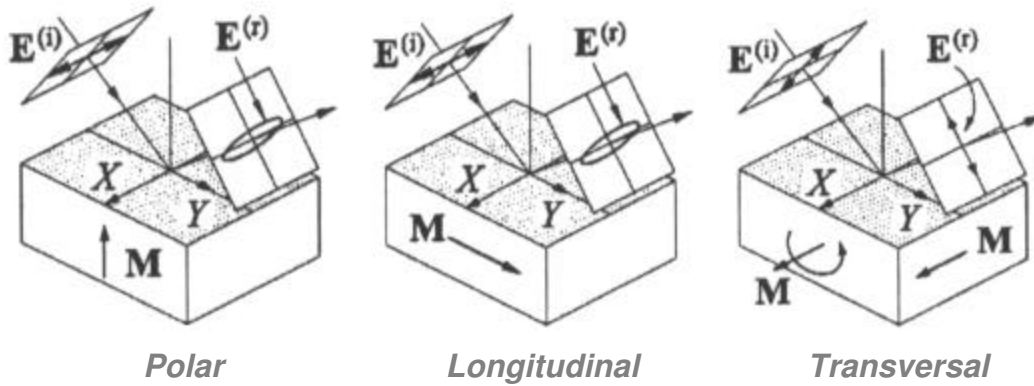


Figura 3.6 – Configurações do Efeito Kerr e definição do sistema de coordenadas

Em seguida vamos analisar detalhadamente estas configurações.

3.2.2 – O modo Transversal :

No modo *Transversal* o sinal Kerr (I_K) é proporcional apenas a magnetização da amostra na direção x , direção paralela à superfície da amostra e perpendicular ao plano de reflexão da luz. Para obtermos um sinal Kerr (I_K) que só dependa desta componente da magnetização devemos tomar $\theta_p = 0$ e $\theta_a = 0$.

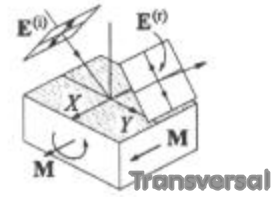


Fig. 3.7 - Modo Transversal

Nestas condições temos luz incidente com polarização na direção paralela ao plano de reflexão, polarização p . Substituindo estes valores na equação (3.8), verificamos que o sinal Kerr (I_K) neste caso é função somente do elemento r_{pp} que por sua vez é proporcional a m_x (equação 2.29). Assim I_K é proporcional a magnetização na direção *Transversal*.

$$I_K = I/I_0 = |r_{pp}|^2 = \left| \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} + i \frac{2n_1 n_2 \cos \theta_1 \sin \theta_2 Q m_x}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)^2} \right|^2 \quad (3.9)$$

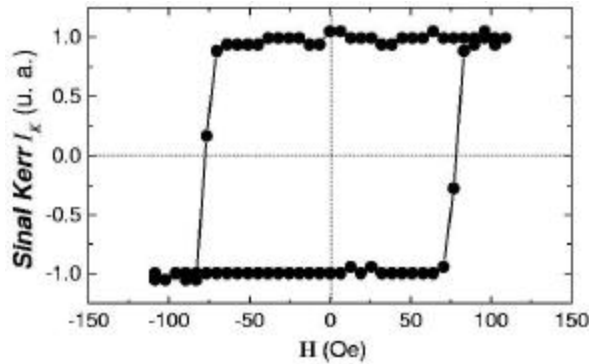


Fig. 3.8 - Histerese obtida para o filme de Co/Si de 160Å no modo Transversal.

Como ilustração do modo *Transversal* apresentamos na figura 3.8 uma histerese obtida nas condições descritas acima. Com campo (H) perpendicular ao plano de reflexão, isto é, na direção *Transversal*, ou em outras palavras, paralelo a componente da magnetização na direção *Transversal*.

É importante ressaltar que o que caracteriza os modos (*Transversal*, *Longitudinal* e *Polar*) não é a direção do campo externo ($\mathbf{H}$). Como ficará claro a seguir, podemos ter um sinal Kerr (I_K) proporcional a componente da magnetização na direção *Transversal* com campo externo em uma direção diferente desta, entretanto a curva que se obtém nesta condição, não é definida como uma *curva de magnetização* tradicional. Então, para se obter uma curva de magnetização propriamente definida, faz-se necessário colocar o campo ($\mathbf{H}$) paralelo à direção da magnetização a que o sinal Kerr (I_K) é sensível.

Como ilustração estudamos o comportamento da componente da magnetização na direção *Transversal* mediante a ação de um campo externo ($\mathbf{H}$) colocado na direção *Longitudinal*. Colocamos o eixo fácil de magnetização também na direção *Longitudinal*. O polarizador e o analisador são montados de modo que o sinal Kerr (I_K) seja proporcional apenas à componente *Transversal* da magnetização ($\theta_p = 0$ e $\theta_a = 0$). A fig. 3.9 mostra a histerese obtida nestas condições.

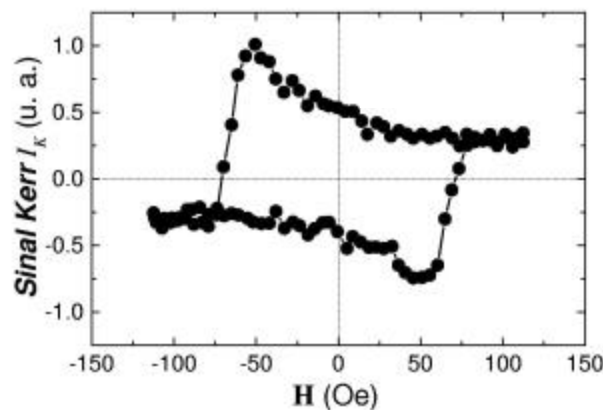


Fig. 3.12 - Efeito Kerr Transversal com campo aplicado na direção paralela a direção Longitudinal para o filme de Co/Si de 160Å.

Podemos interpretar esta histerese através do modelo de *Rotação Coerente* da magnetização. Partimos da situação de saturação ($H \sim 100\text{Oe}$), onde o vetor magnetização ($\mathbf{M}$) se encontra na direção *Longitudinal*. Reduzimos o campo ($\mathbf{H}$) até zero e então o aumentamos na direção negativa, neste ponto, embora ($\mathbf{H}$) não exerça nenhum torque sobre a magnetização esta assume uma posição de equilíbrio instável. Quando então o campo ($\mathbf{H}$) atinge um valor crítico (campo coercivo H_C) a magnetização roda através do

plano até se tornar novamente paralela a ele. Neste modelo, enquanto a amostra está saturada na direção *Longitudinal*, a componente da magnetização na direção *Transversal* (m_x) é aproximadamente zero. A componente da magnetização na direção *Transversal* (m_x) apenas assumi valor significativo durante a rotação da magnetização, quando $H = H_C$ [Cul72].

Porém o que observamos não é exatamente isto. O sinal Kerr (I_K), proporcional a magnetização na direção *Transversal*, não atinge zero na saturação. Na verdade a forma da histerese depende do ângulo entre o campo externo (H) e o eixo fácil de magnetização médio da amostra (dispersão do eixo fácil) e do processo dominante de chaveamento da magnetização (rotação coerente ou deslocamento das paredes de domínio) [Yan93]. No capítulo 4 apresentaremos maiores detalhes a respeito destas propriedades magnéticas.

3.2.3 – Os modos Longitudinal e Polar :

Vimos que no modo *Transversal*, apenas um arranjo apropriado dos ângulos do polarizador e analisador nos proporcionava um sinal Kerr (I_K) que é função somente da magnetização da amostra na direção *Transversal*, mesmo que

$m_y \neq 0$ e $m_z \neq 0$. Os modos *Longitudinal* e *Polar* são um pouco mais complicados. Se tomamos luz incidente com polarização na direção p e analisador na direção s ($\theta_p = 0$ e $\theta_a = \pi/2$) temos em (3.8) que $I_K = |r_{sp}|^2$. De outra forma, se tomamos luz incidente com polarização na direção s e analisador na direção p ($\theta_p = \pi/2$ e $\theta_a = 0$) temos $I_K = |r_{ps}|^2$. Verificamos a partir de (2.30), (2.31), (2.35) e (2.36) que tanto r_{ps} quanto r_{sp} são função das magnetizações nas direções *Longitudinal* e *Polar* (m_y e m_z). A questão agora é como separar os modos. Existem duas formas diferentes que se relacionam com o ângulo de incidência da luz (θ_i). Vamos considerar o caso particular de uma luz incidente com polarização s e $\theta_a = 0$. Pode-se obter resultados equivalentes com polarização p e $\theta_a = \pi/2$.

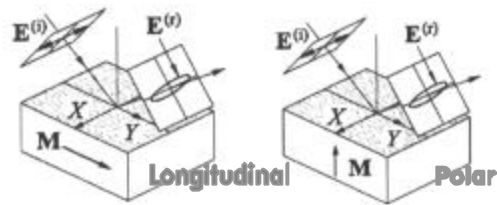


Fig. 3.10 - Modo Longitudinal e Polar.

– Separação dos modos - Incidência Oblíqua [Din00]:

Tomamos luz incidente com polarização na direção s e analisador na direção p ($\theta_p = \pi/2$ e $\theta_a = 0$). Notamos a partir da equação (3.8) que o sinal Kerr (I_K) é proporcional ao elemento r_{ps} da matriz de reflexão ($\mathbf{R}$), resgatando a equação (2.30) podemos escrever

$$I_K = |r_{ps}|^2 = \left| -i \frac{n_1 n_2 \cos \theta_1 \tan \theta_2 m_y Q + n_1 n_2 \cos \theta_1 m_z Q}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2)} \right|^2 \quad (3.10)$$

Observamos em (3.10) que o termo ligado à componente da magnetização na direção *Longitudinal* ($\cos \theta_1 \tan \theta_2$) é ímpar em relação ao ângulo de incidência (θ_1), uma vez que θ_1 e θ_2 estão ligados através da lei de Snell ($n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$). Já o termo ligado à componente da magnetização na direção *Polar* ($\cos \theta_1$) é par em relação a (θ_1). Assim tomamos duas histereses, uma com um ângulo de incidência θ_1 e outra com um ângulo de incidência $-\theta_1$. A subtração ponto a ponto dessas duas histereses dividida por dois nos leva a uma nova histerese que contém apenas a contribuição da magnetização na direção *Longitudinal*. Agora, a soma ponto a ponto dessas duas histereses dividida por dois nos leva a uma outra nova histerese que contém apenas a contribuição da magnetização na direção *Polar*.

A figura 3.11 mostra duas histereses obtidas novamente para o filme de Co/Si de 160Å para ângulos de incidência $\theta_1 = \pi/4$ e $\theta_1 = -\pi/4$. Neste exemplo o campo ($\mathbf{H}$) e eixo fácil de magnetização da amostra estão na direção *Longitudinal*. Analisamos nesta nova configuração as mesmas propriedades magnéticas verificadas no modo *Transversal*. A figura 3.12 mostra as histereses obtidas para o modo *Longitudinal* e *Polar* a partir da subtração e soma das histereses da figura 3.11. Observamos que para o filme magnético em questão não há magnetização na direção *Polar*, isto é, a magnetização da amostra é paralela à superfície do filme, resultado esperado para filmes finos magnéticos devido à forte presença de campos desmagnetizantes na direção perpendicular à superfície do filme [Cul72].

Comparando a histerese obtida no modo *Transversal*, figura 3.8, e a obtida no modo *Longitudinal*, figura 3.12, verificamos que não há diferença significativa entre elas, conforme poderíamos esperar.

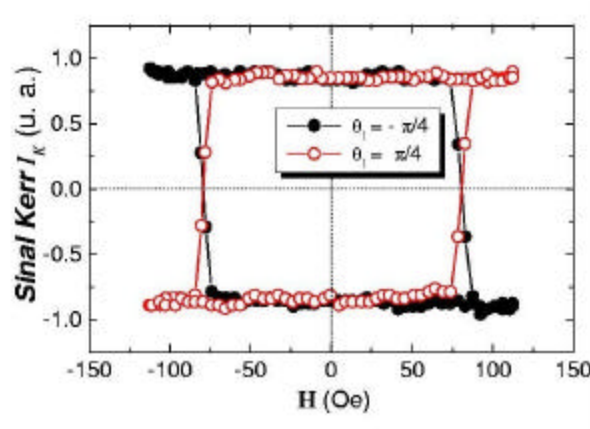


Fig. 3.11 - Histereses para o filme de Co/Si de 160Å para os ângulos de incidência $\pi/4$ e $-\pi/4$.

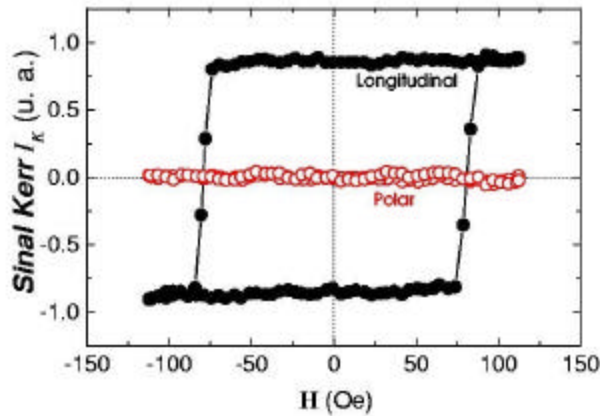


Fig. 3.12 - Histereses nos modos longitudinal e polar calculados a partir da fig. 3.11.

– Separação dos modos - Incidência Normal [Fre68]:

Mais uma vez com luz incidente com polarização na direção s e analisador na direção p ($\theta_p = \pi/2$ e $\theta_a = 0$). No caso de incidência normal ($\theta_1 = \theta_2 = 0$), lembrando mais uma vez a lei de Snell. Nestas condições a equação (3.8) pode ser escrita como

$$I_K = \left| r_{ps} \right|^2 = \left| \frac{-in_1 n_2 m_z Q}{2(n_1 + n_2)} \right|^2 \quad (3.11)$$

Que só depende da componente magnetização na direção *Polar* (m_z).

– O ângulo Kerr e a Elipticidade:

Nos casos ideais onde temos a magnetização da amostra em uma das direções x , y e z definidas anteriormente, podemos com o auxílio das equações (3.5) e (2.29) a (2.32), interpretar qual o efeito de cada componente da magnetização sobre a luz incidente durante a reflexão. Tomemos primeiro o caso em que a magnetização está na direção x ($m_x = 1$ e $m_y = m_z = 0$). A matriz de reflexão é

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} + i \frac{2n_1 n_2 \cos \theta_1 \sin \theta_2 Q m_x}{(n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2)^2} & 0 \\ 0 & \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

Através de (3.5) obtemos a luz refletida para uma luz incidente com polarização na direção p é

$$E^r = \begin{bmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{bmatrix} = \mathbf{R} \begin{bmatrix} E_p^i \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{pp} E_p^i \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

Para luz incidente com polarização s temos

$$E^r = \begin{bmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{bmatrix} = \mathbf{R} \begin{bmatrix} 0 \\ E_s^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ r_{ss} E_s^i \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

Verificamos que nestas condições a componente da magnetização na direção *Transversal* (m_x) não afeta a polarização da luz incidente. Se a luz incidente é p polarizada a luz refletida também é p polarizada. Com luz incidente na polarização s a luz refletida é função de r_{ss} que não tem termos dependentes da magnetização, assim nesta polarização (s) obtemos a tradicional reflexão metálica. Somente luz polarizada na direção p é sensível a variações da magnetização (r_{pp} é função de m_x), então uma variação da magnetização (m_x) implica somente em mudanças da intensidade da luz detetada.

Tomemos agora o caso em que a magnetização está na direção z ($m_z = 1$ e $m_x = m_y = 0$) neste caso o modo mais apropriado é o *Polar*. A matriz de reflexão torna-se

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} & \frac{-i n_1 n_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 Q m_z}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)(n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2)} \\ \frac{-i n_1 n_2 \cos \theta_1 Q m_z}{(n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2)(n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2)} & \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

De forma análoga para a magnetização na direção y ($m_y=1$ e $m_x=m_z=0$) o modo apropriado é o *Longitudinal*. A matriz de reflexão neste caso é muito semelhante a matriz anterior

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} & \frac{-i n_1 n_2 \cos \theta_1 \tan \theta_2 Q m_y}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)(n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2)} \\ \frac{i n_1 n_2 \cos \theta_1 \tan \theta_2 Q m_y}{(n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2)(n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2)} & \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

Para uma luz incidente com polarização na direção p , a luz refletida para os dois casos anteriores é

$$E^r = \begin{bmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{bmatrix} = \mathbf{R} \begin{bmatrix} E_p^i \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{pp} \\ r_{sp} \end{bmatrix} E_p^i \quad (3.17)$$

Já para luz incidente com polarização s temos

$$E^r = \begin{bmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{bmatrix} = \mathbf{R} \begin{bmatrix} 0 \\ E_s^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{ps} \\ r_{ss} \end{bmatrix} E_s^i \quad (3.18)$$

Os termos r_{ps} e r_{sp} da matriz de reflexão nestes casos não é nulo, de forma que, como já dissemos, a luz refletida é afetada pela magnetização da superfície e torna-se, no caso mais geral, elípticamente polarizada (elipticidade η_K) com seu eixo maior rodado de um ângulo em relação à polarização da luz incidente (ângulo Kerr θ_K). Podemos interpretar este efeito lembrando que o efeito Kerr é o análogo do efeito Faraday. Assim a luz refletida tem seu plano de polarização rodado em relação ao plano de polarização da luz incidente devido às diferentes velocidades de propagação das componentes com polarização circular à direita e à esquerda da luz incidente. Entretanto, em meios magnéticos há também diferença na absorção das luzes com polarização circular, o que afeta a elipticidade da luz refletida.

Com base nos coeficientes da matriz de reflexão podemos determinar os parâmetros θ_K e η_K [Qiu99,Bla89]. Vamos considerar o caso particular de uma luz incidente com polarização s . Os resultados demonstrados aqui são equivalentes aos obtidos com luz incidente na polarização p . Como dissemos, a luz refletida nos modos *Longitudinal* e *Polar* é elíptica com eixo maior fazendo um ângulo θ_K com a direção da polarização da luz incidente (s). Podemos expressar a luz refletida (3.18) na forma

$$E^r = \begin{bmatrix} \cos \theta_K & -\sin \theta_K \\ \sin \theta_K & \cos \theta_K \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ib \\ a \end{bmatrix} E_s^i = \begin{bmatrix} r_{ps} \\ r_{ss} \end{bmatrix} E_s^i \quad (3.19)$$

Onde b/a é a razão entre os eixos menor e maior da elipse. A partir de (3.19) obtemos a relação entre os elementos da matriz de reflexão, os eixos da elipse e θ_K

$$r_{ps} = ib \cos \theta_K - a \sin \theta_K \quad (3.20)$$

$$r_{ss} = ib \sin \theta_K + a \cos \theta_K \quad (3.21)$$

Dividindo a equação (3.20) pela (3.21) obtemos

$$\frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \frac{(b^2 - a^2) \sin \theta_K \cos \theta_K + iab}{a^2 \cos^2 \theta_K + b^2 \sin^2 \theta_K} \quad (3.22)$$

Baseados em resultados experimentais sabemos que θ_K e b/a são muito pequenos e de mesma ordem de grandeza. Num experimento típico o eixo principal da elipse é rodado de apenas alguns minutos de arco a partir de sua posição original. Já a elipticidade é da ordem de $b/a \cong 0,001$ [Fol93]. Por isso é razoável fazer as seguintes aproximações $\tan \theta_K \cong \theta_K$, $\sin^2 \theta_K \cong 0$ e $\cos^2 \theta_K \cong 1$ obtendo

$$\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \cong -\theta_K + i\eta_K \quad (3.23)$$

$$\theta_K \cong -\text{Re}(r_{ps}/r_{ss}) \quad (3.24)$$

$$\eta_K \cong \text{Im}(r_{ps}/r_{ss}) \quad (3.25)$$

A pergunta fundamental que precisamos responder é: Como podemos relacionar a intensidade detectada com θ_K e η_K ?

Tomemos $\theta_a = \delta$, de tal forma que $\sin \delta \cong \delta$ e $\delta > \theta_K$ [Qiu99]. A intensidade detectada, dada pela luz refletida que passa pelo analisador, é

$$I = \left| E_p^r \cos \delta + E_s^r \sin \delta \right|^2 \cong \left| E_p^r + E_s^r \delta \right|^2 = \left| E_s^r \right|^2 \left| \delta + \frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right|^2 \quad (3.26)$$

Vemos que neste caso que a intensidade detectada depende da razão entre os elementos r_{ps} e r_{ss} . Uma vez que $r_{ps}/r_{ss} \cong -\theta_K + i\eta_K$ (3.23), reescrevemos (3.26)

$$I \cong \left| E_s^r \right|^2 \left| \delta + \frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right|^2 \cong \left| E_s^r \right|^2 \left| \delta - \theta_K + i\eta_K \right|^2 \quad (3.27)$$

Desprezando termos quadráticos em (3.26), obtemos um sinal Kerr (I_K) linearmente dependente de θ_K

$$I_K = I / I_0 = \left(1 - \frac{2\theta_K}{\delta} \right) \quad (3.28)$$

Onde $I_0 = \left| E_s^r \right|^2 \delta^2$.

Entretanto se quisermos observar η_K em vez de θ_K colocamos uma lâmina de um quarto de onda antes do analisador. Dessa forma a lâmina de quarto de onda introduz uma diferença de fase de $\pi/2$ (i) entre as componentes p e s da luz refletida de forma que $r_{ps}/r_{ss} \cong i(-\theta_K + i\eta_K) = -\eta_K - i\theta_K$ e assim

$$I_K = I / I_0 = \left(1 - \frac{2\eta_K}{\delta} \right) \quad (3.29)$$

Esta última configuração é a mais usualmente utilizada em sistema de investigação *in situ* de propriedades magnéticas de filmes finos. Nestes sistemas a deposição do filme é feita em câmaras de alto vácuo e as medidas se dão através de janelas ópticas. Tais janelas ópticas normalmente são birrefringentes e introduzem diferenças de fase na luz

refletida que alteram o sinal Kerr (I_K). Com uma lâmina de quarto de onda colocada de forma apropriada antes do analisador podemos corrigir este problema [Qiu99, Moo89]. Entretanto o sinal Kerr (I_K) passa a ser linear a η_K .

Tanto θ_K e η_K são aproximadamente lineares com a magnetização nas direções *Longitudinal* e *Polar*, então a medida do sinal Kerr (I_K) como função do campo magnético externo (H), nos dá diretamente as histereses magnéticas. Colocando o campo externo (H) em uma das direções, *Longitudinal* ou *Polar*, podemos saturar a amostra em uma dessas direções. Os valores máximos de θ_K e η_K ocorrem para valores máximos da magnetização da amostra, isto é, quando a amostra esta saturada na direção *Longitudinal* ou *Polar*. Podemos calcular os valores máximos de θ_K e η_K através das histereses obtidas definindo $\Delta I_K = (I_{max} - I_{min}) / I_0$, onde I_{max} e I_{min} são respectivamente os valores máximo e mínimo da intensidade da luz detetada que é, em nossa aproximação, linear com a magnetização. A partir de (3.28) obtemos que $\theta_K^{max} = \delta / 4 \Delta I_K$.

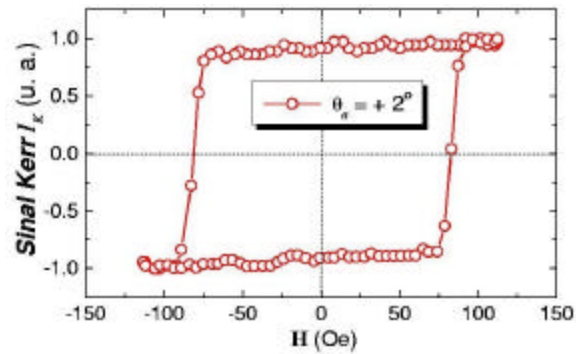


Fig. 3.13 - Histerese obtida a $\theta_a \approx 2^\circ$ para a amostra de Co/Si de $160\text{\AA}$.

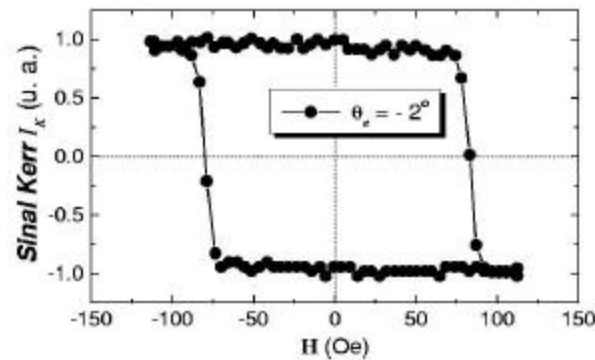


Fig. 3.14 - Histerese obtida a $\theta_a \approx -2^\circ$ para a amostra de Co/Si de $160\text{\AA}$.

Na equação (3.28) podemos notar ainda que o sinal Kerr nestas condições é uma função ímpar de δ . Como teste desta relação mostramos na fig. 3.13 uma histerese obtida para o filme de Co/Si de 160Å para $\theta_a \approx 2^\circ$ e na fig. 3.14 uma histerese para o mesmo filme com $\theta_a \approx -2^\circ$. As duas histereses se invertem mediante inversão de δ evidenciando sua natureza ímpar em relação a este parâmetro. As histereses foram obtidas com campo (**H**) e eixo fácil de magnetização na direção *Longitudinal*.

Capítulo 4 – Os Filmes Finos de Co/Si:

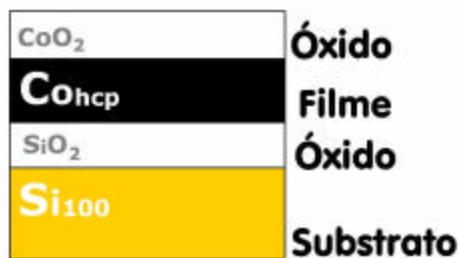
Neste capítulo vamos apresentar uma investigação detalhada das propriedades magnéticas de 5 amostras de Co/Si de espessuras de 30, 70, 160, 440 e 950Å [Kno01, Car02]. Nosso interesse na caracterização de materiais magnéticos nanoestruturados, como os filmes de Co/Si, justifica-se pela possibilidade de manipular suas propriedades magnéticas, o que permite aplicações em dispositivos de armazenamento de dados e em microeletrônica [Fal90]. Para as técnicas de gravação magnéticas, o entendimento do processo de magnetização, das anisotropias e das estruturas de domínios são de profundo interesse. Finalmente, a integração do magnetismo com a eletrônica, tais como os recentes sistemas propostos baseados em magneto-transporte e spintrônica, é o objeto principal de aplicações futuras na área de dispositivos tecnológicos [Wol01]. Em nosso caso em particular, o Co é um dos mais importantes materiais magnéticos, enquanto que o Si é o principal cristal utilizado na indústria de semicondutores, dessa forma a integração destes materiais é de grande interesse.

As propriedades magnéticas de filmes finos são influenciadas por uma variedade de parâmetros tais como a espessura do filme, estrutura cristalina, composição e rugosidade de sua superfície e de sua interface com o substrato. Na indústria de gravação magnética, o conhecimento da anisotropia e da estrutura de domínios de materiais magnéticos utilizados nos cabeçotes de leitura/escrita são de grande importância na otimização do processo de leitura/escrita. Mais especificamente a rugosidade da superfície e da interface do filme com o substrato influenciam os momentos magnéticos, a anisotropia magnética, a coercividade, a estrutura de domínios e o processo de chaveamento magnético. Neste panorama, o estudo da influência da morfologia de filmes finos magnéticos sobre suas propriedades magnéticas se tornam muito relevantes. Recentemente uma série de trabalhos têm sido publicados correlacionando a rugosidade da superfície dos filmes e suas propriedades magnéticas [Jia97, Min98, Kim96, Mal81, Spe95, Vil96]. Em nosso trabalho relacionamos a anisotropia magnética e a coercividade dos filmes de Co/Si com a estrutura cristalina, com a espessura dos filmes e com a morfologia do filme.

A microestrutura dos filmes foi caracterizada por difração de raios-x e por Microscopia de Força Atômica (AFM - *Atomic Force Microscopy*). Utilizamos o SMOKE no modo *Transversal* para investigar as histereses e a anisotropia magnéticas presente nestes filmes. Para o estudo da dinâmica de chaveamento da magnetização e a caracterização dos domínios utilizamos a microscopia Kerr no modo *Longitudinal*.

4.1 - Preparação das Amostras:

Os filmes de Co estudados neste trabalho foram depositados a partir de um alvo de Co de 99,95% de pureza sobre substratos de Si (100) crescidos pelo método Czochralski. O trabalho de deposição foi realizado pelo aluno Juliano C. Denardin no Laboratório de Materiais Magnéticos (LMM) do Instituto de Física da USP. Os substratos de Si estavam cobertos por uma camada natural de SiO_2 formada pela exposição ao ar e são levemente dopados com B (boro) resultando em um material do tipo *p*. A figura 4.1 ilustra o perfil das amostras.



4.1 - Perfil das amostras de Co/Si.

Os substratos foram limpos utilizando ultra-som com detergente neutro e água deionizada por 30 minutos e então lavados repetidamente com água deionizada e depois com álcool etílico. Finalmente os substratos foram secos com nitrogênio ultra seco.

O sistema utilizado para deposição dos filmes foi um *sputtering* da AJA International ATC-2000. Este sistema possui uma câmara de vácuo de 17" de altura por 22" de diâmetro, capaz de atingir pressões menores que 10^{-7} Torr. A câmara possui 4 alvos, o que permite a deposição simultânea de 4 ligas diferentes sobre substratos aquecidos ou resfriados. É importante notar que, neste arranjo, o vapor atinge o substrato de forma

oblíqua. Nossos filmes foram depositados à temperatura ambiente em uma atmosfera de Ar de 5 m Torr. A fig. 4.2 nos mostra uma foto do sistema de deposição no LMM-USP.



Fig. 4.2 - Sistema de deposição (Sputtering) no LMM-USP.

A espessura dos filmes de Co foram medidas através de microscopia de varredura eletrônica (SEM - *Scanning Electron Microscopy*) e por microscopia de transmissão eletrônica (TEM - *Transmission Electron Microscopy*), obtendo os seguintes valores: 30, 70, 160, 440 e 950Å, com um erro de ~15%. A fig. 4.3 mostra uma imagem obtida por SEM da amostra de 440Å, a partir da qual a espessura do Co pode ser inferida.

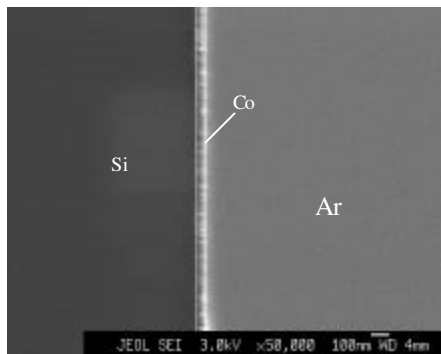


Fig. 4.3 - Imagem de SEM da amostra de 440Å de Co/Si.

Já na fig. 4.4 temos duas imagens de TEM da interface Co/Si para a mesma amostra de 440Å. Na fig. 4.4(a) podemos ver claramente a camada isolante de SiO₂, a qual é de aproximadamente 30Å. Na fig. 4.4(b) temos uma imagem de alta resolução na qual se pode perceber os planos atômicos do Si e a ausência de qualquer outra fase com exceção

da camada de SiO_2 . Por outro lado não é possível visualizar os planos da camada de Co, indicando que o filme apresenta uma região interfacial amorfa.

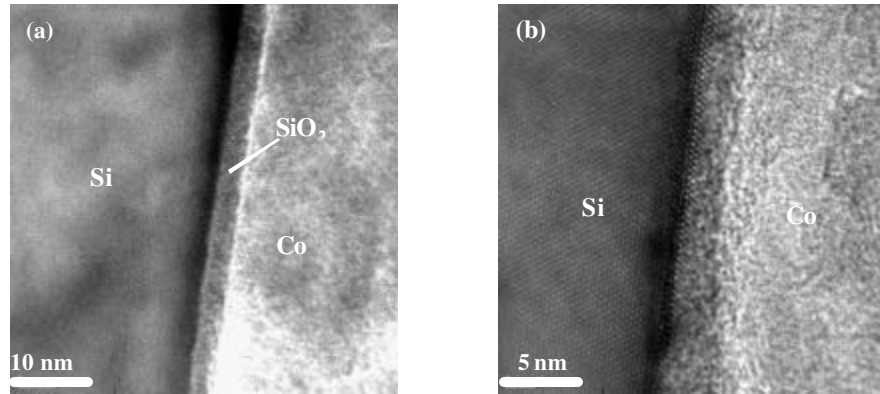


Fig. 4.4 - (a) Imagem de TEM mostrando a estrutura Co-SiO₂-Si
(b) Imagem de TEM de alta resolução onde os planos do Si podem ser vistos.

4.2 - O padrão de difração de raios-x:

A fig. 4.5 mostra o padrão de difração de raios-x obtido para a amostra de 950Å. O padrão foi obtido utilizando um goniômetro da Rigaku num trabalho de cooperação com a Profa. Dra. Íris Torriane do Laboratório de Cristalografia do IFGW da Unicamp. Utilizamos a linha K- α Cu - 40Kv - 20mA com tempo de amostragem de 5 segundos. Observamos as linhas (100) do Si e as (100) e (002) do Co. De acordo com estes resultados podemos inferir que o filme possui forma cristalina *hcp* com eixo *c* ao longo da superfície do filme.

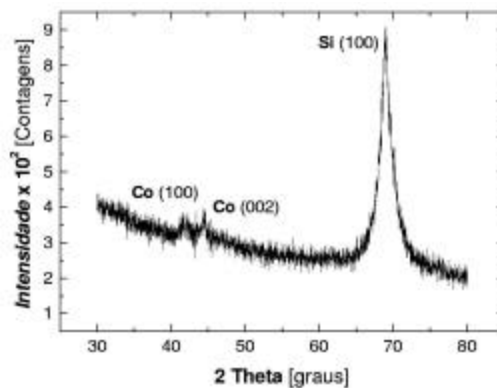


Fig. 4.5 - Padrão de difração de raios-x obtidos para a amostra de 950Å.

4.3 - Microscopia de Força Atômica - AFM:

A fig. 4.6 mostra as imagens de AFM obtidas para os 5 filmes investigados obtidas em colaboração com a Profa. Dra. Mônica A. Cotta do Laboratório de Pesquisa em Dispositivos (LPD) do IFGW da Unicamp. As imagens mostram um padrão granular, revelando a natureza policristalina dos filmes de Co. O tamanho dos grãos é da ordem de $\sim 0.03\mu\text{m}$. Podemos observar claramente que a rugosidade aumenta a medida que a espessura do filme aumenta. A imagem da amostra de espessura de $30\text{\AA}$ mostra alguns riscos provavelmente relativos ao substrato de Si, sugerindo que neste caso o filme de Co não cobriu completamente o substrato.

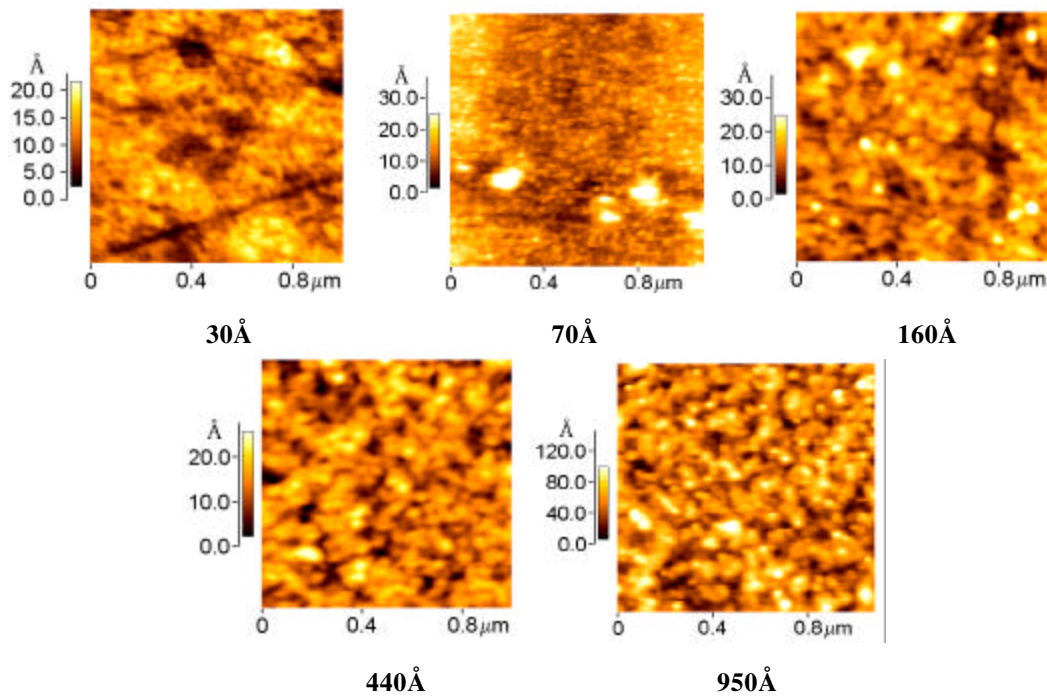


Fig. 4.6 - Imagens de AFM dos filmes de Co/Si de diferentes espessuras.

A fig. 4.7 mostra a função correlação (*height-height correlation function*) $H(r)$, definida como $H(r) = \langle [h(r) - h(0)]^2 \rangle$, calculada a partir das imagens de AFM para cada amostra; onde $h(r)$ e $h(0)$ são, respectivamente, a altura no ponto $r(x,y)$ e a altura em um ponto arbitrário de referência $(0,0)$, e $\langle \rangle$ representa uma média espacial. $H(r)$ apresenta um comportamento típico de filmes policristalinos. Para baixos valores de r observamos um crescimento de $H(r)$ que atinge um valor de saturação a partir de certo valor de r . Normalmente a função correlação é expressa na forma

$H(r) = 2w^2[1 - \exp(-(r/\xi)^{2a})]$ [Li98], onde w (largura de interface) e ξ (correlação lateral) são os parâmetros utilizados para caracterizar a rugosidade do filme. Os parâmetros w e ξ são obtidos fitando $H(r)$; w representa o valor médio na saturação de $H(r)$ e ξ representa o valor de r a partir do qual $H(r)$ satura. Quanto maior w e menor ξ maior é a rugosidade da amostra.

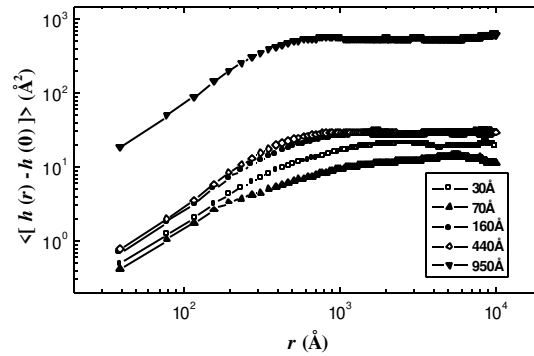


Fig. 4.7 - Função correlação $H(r)$ a partir das imagens de AFM para os filmes de Co/Si de diferentes espessuras.

A fig. 4.8 mostra os valores obtidos para estes parâmetros para cada uma das amostras. Verificamos que (w) aumenta e (ξ) diminui com a espessura das amostras, exceto para a amostra de espessura de 70 Å, a qual é menos rugosa que a amostra de espessura de 30 Å. Uma vez que a amostra de 30 Å não cobriu completamente o substrato a rugosidade que verificamos em grande parte se deve ao substrato, já para a amostra de 70 Å o Co já cobre todo o substrato e a rugosidade que vemos agora se deve somente ao filme de Co. A medida que aumentamos a espessura do filme a rugosidade aumenta suavemente e apresenta um salto abrupto para a mostra de 950 Å.

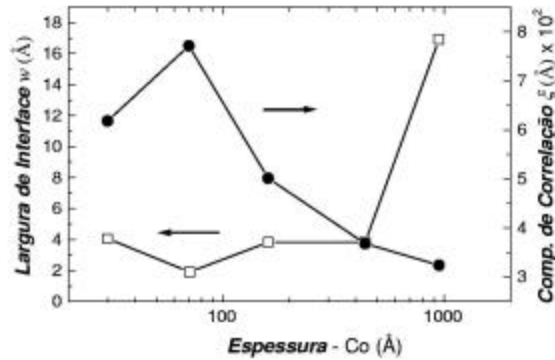


Fig. 4.8 - Os parâmetros de rugosidade, largura lateral (w) e comprimento de correlação (ξ) em função da espessura das amostras.

4.4 - Magnetometria Kerr - SMOKE:

Nesta seção mostraremos os resultados obtidos na caracterização das amostras de Co/Si utilizando o MEK. As histereses foram tomados à temperatura ambiente e sob ângulo de incidência $\theta_i = 45^\circ$, com tempo de varredura de aproximadamente 80s, no modo *Transversal*. Determinamos assim a coercividade e a anisotropia magnética presente nas amostras. Verificamos o comportamento da coercividade e do sinal Kerr (I_K) em função da temperatura. Realizamos também medidas de microscopia Kerr no LMM da USP, através das quais determinamos o processo de magnetização das amostras e caracterizamos seus domínios.

4.4.1 - Anisotropia, Coercividade e Domínios:

Para as medidas no MEK montamos a amostra entre as bobinas de Helmholtz em um suporte que nos permite girar a amostra em relação ao eixo perpendicular à amostra. Este arranjo nos permite controlar o ângulo α entre o campo magnético ($\mathbf{H}$) e um eixo do cristal ($\mathbf{G}$), determinado por uma das faces clivadas do substrato. A fig. 4.9 ilustra este arranjo.

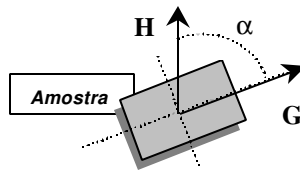


Fig. 4.9 - Montagem de efeito Kerr no modo transversal com variação de α .

Rodando a amostra em relação ao campo externo aplicado ($\mathbf{H}$) analisamos a dependência azimutal das histereses e assim podemos determinar a anisotropia presente na amostra e os eixos de magnetização fácil e duro. Nas figs. 4.10, 4.11, 4.12, 4.13 e 4.14 mostramos a dependência angular das histereses para as amostras de 30, 70, 160, 440, e 950Å, respectivamente. Em cada figura apresentamos 4 painéis para diferentes valores de α .

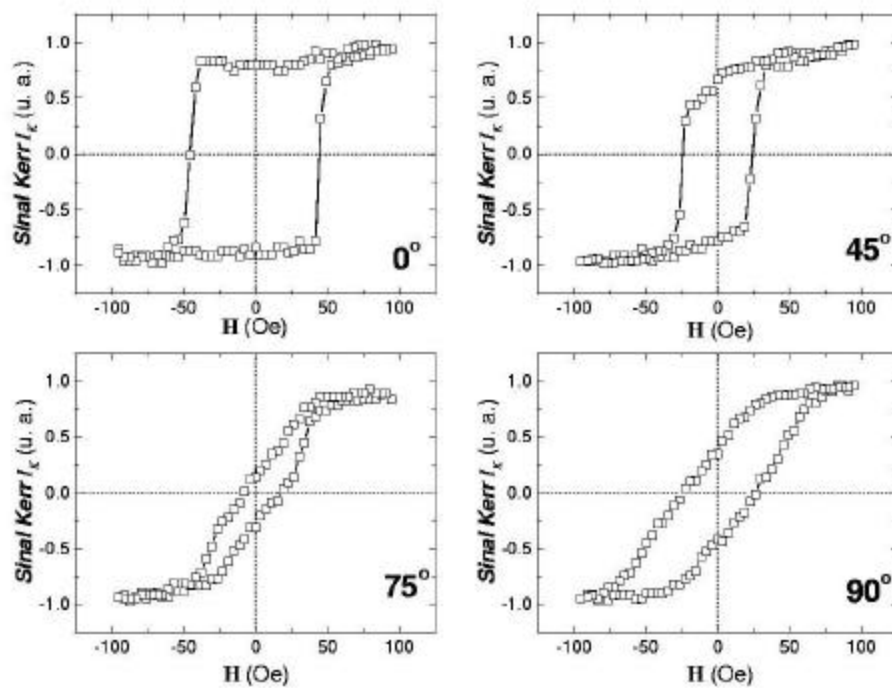


Fig. 4.10 - Histereses para a amostra de $30 \text{ \AA}$ para α igual a 0° , 45° , 75° e 90° .

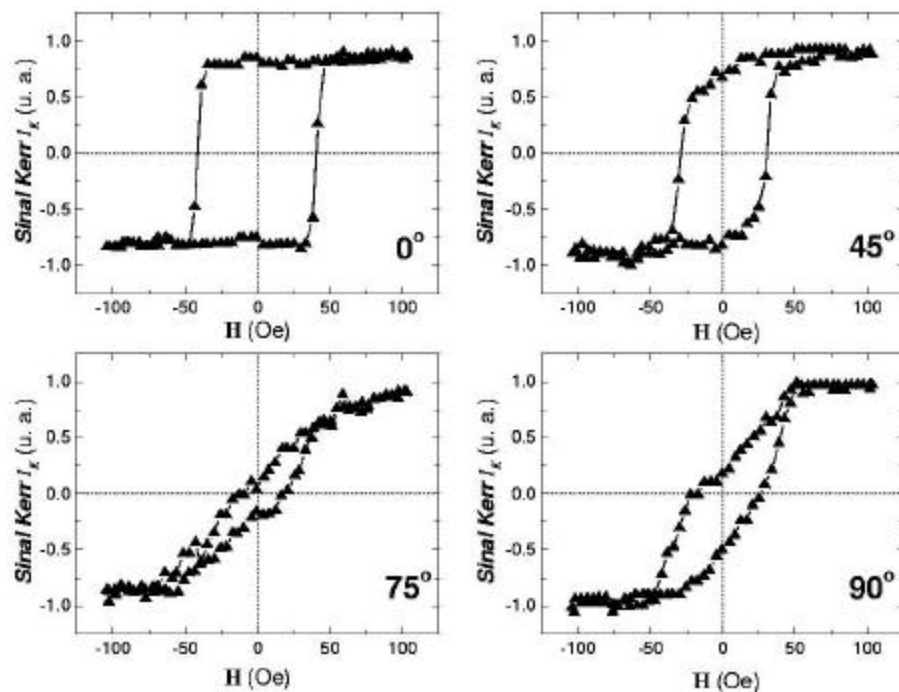


Fig. 4.11 - Histereses para a amostra de $70 \text{ \AA}$ para α igual a 0° , 45° , 75° e 90° .

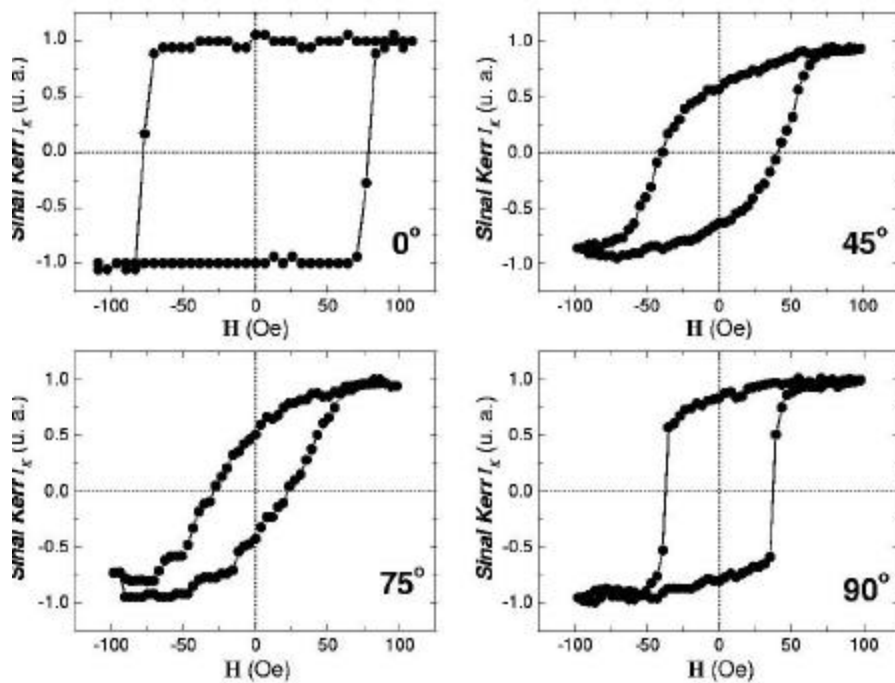


Fig. 4.12 - Histereses para a amostra de $160 \text{ \AA}$ para α igual a 0° , 45° , 75° e 90° .

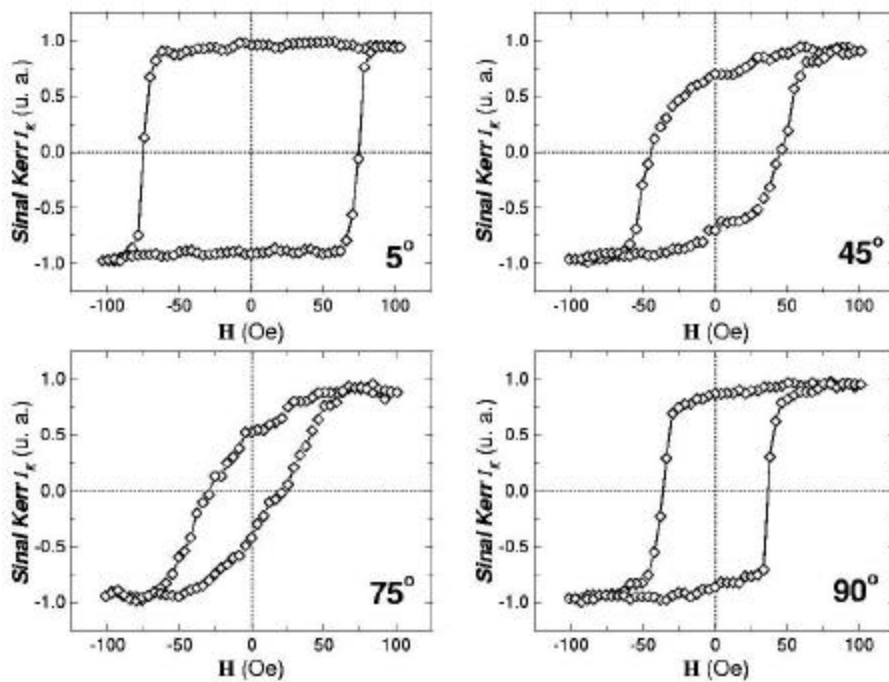


Fig. 4.13 - Histereses para a amostra de $440 \text{ \AA}$ para α igual a 0° , 45° , 75° e 90° .

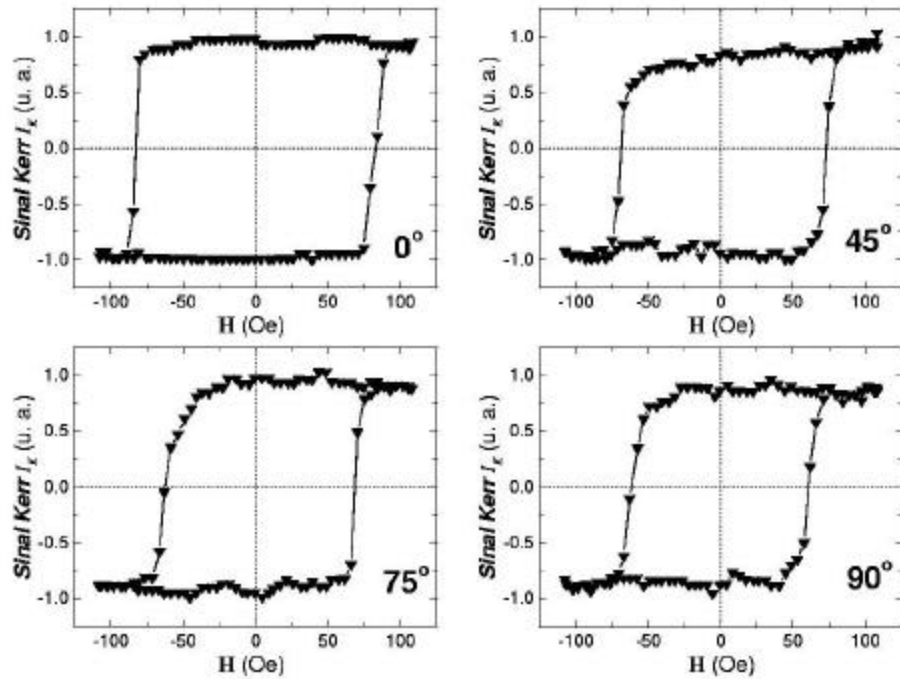


Fig. 4.14 - Histereses para a amostra de 950Å para α igual a 0°, 45°, 75° e 90°.

Estes resultados indicam um eixo fácil a 0° e uma tendência a um eixo duro quando aproximamos de 90°. Entretanto observamos que as histereses voltam a quadrar em 90° em comparação a histerese obtida em 75°. A amostra de 950Å, em contraste com as demais, apresenta uma quadratura aproximadamente uniforme para todos os valores de α .

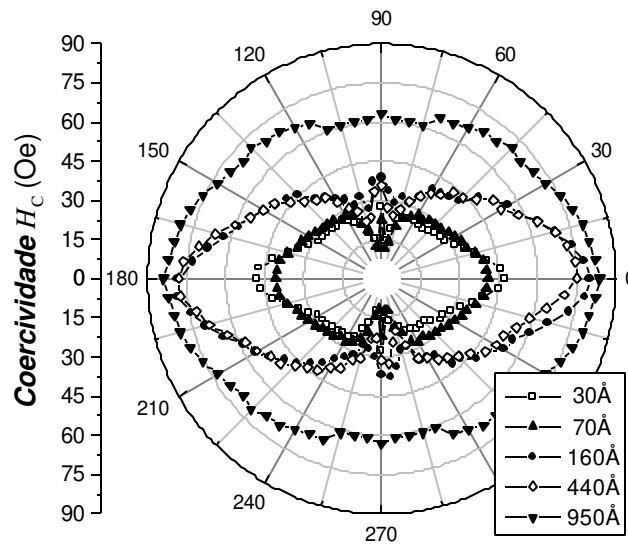


Fig. 4.15 - Gráfico polar do valor medido de H_C para todas as amostras.

Estas conclusões ficam mais claras na fig. 4.15 que mostra a dependência azimutal do campo coercivo médio (H_C) para cada uma das amostras. Podemos notar uma forte anisotropia uniaxial que se reflete na simetria em relação aos eixos da figura, exceto para a amostra de 950Å, onde a anisotropia é bastante reduzida. É importante notar um lobe adicional por volta de 90° em todas as amostras, com exceção da amostra de 950Å. Este lobe está ligado ao efeito discutido anteriormente no qual observamos histereses quadradas em 90° no lugar de um perfil de histerese relacionado a um eixo duro.

A anisotropia uniaxial observada não pode ser atribuída ao acoplamento entre o filme de Co e o substrato de Si [Sus96] devido a presença da camada amorfa de SiO₂ presente em nossas amostras. Outra origem possível para a anisotropia é o descasamento entre os coeficientes de dilatação térmica do Si, do SiO₂ e do Co. Quando a deposição se dá a uma temperatura diferente da temperatura em que são medidas as propriedades magnéticas, observamos uma anisotropia devido a tensões geradas pelas diferentes dilatações térmicas dos componentes do filme [Pru64]. Entretanto esta não deve ser a origem da anisotropia observada em nossas amostras pois a deposição do filme de Co se deu a temperatura ambiente e as medidas magnéticas também. Atribuímos a anisotropia uniaxial ao que chamamos de efeito *shadowing* [Pri94]. Este efeito é devido ao feixe de Co evaporado atingir o substrato com incidência oblíqua durante a deposição, o que introduz tensões no filme de Co que geram uma anisotropia uniaxial de origem magnetoelástica. Resultados similares foram observados para filmes magnéticos depositados por evaporação através de ângulos de incidência oblíquos [Ono93, Sch64, Chi94].

O lobe adicional a 90° pode ser explicado pelo efeito conhecido como de *ripple* [Cul72, Mel98]. Este efeito consiste em uma oscilação da direção da magnetização local gerada pela dispersão da anisotropia ao longo dos domínios devido a não homogeneidade da estrutura do filme. Na fig. 4.16 (a) a magnetização do filme se encontra no estado remanente depois de saturado na direção do eixo fácil. Quando um campo externo (H) é aplicado na direção do eixo duro (Fig. 4.16 (b)), o *ripple* da magnetização ainda permanece. Quando este campo (H) é retirado (Fig. 4.16 (c)), M_s volta a se alinhar ao longo do eixo fácil local pelo menor caminho. Sendo assim, de acordo com a orientação

dos eixos fáceis locais, parte dos M_s acaba por se alinhar anti-paralelamente formando assim uma estrutura de domínios. Na presença de domínios, o processo de chaveamento da magnetização se dá por movimento das paredes dos domínios que é um processo irreversível, fazendo com que a histerese apresente uma quadratura.

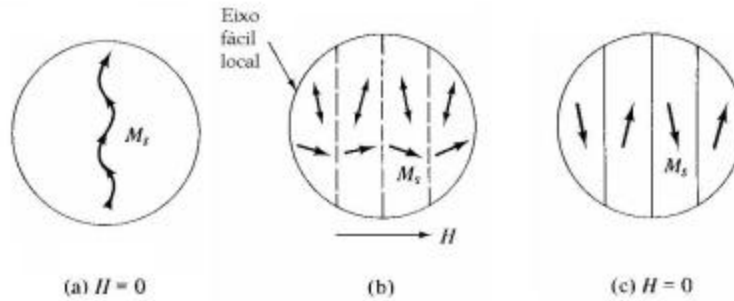


Fig. 4.16 – Formação de domínios em filmes finos depois de saturado na direção do eixo duro [Cul72].

Esta criação de domínios não é esperada se não alcançarmos a saturação ao longo do eixo duro. A fig. 4.17 mostra a histerese obtida para a amostra de 160Å quando saturamos a amostra na direção do eixo duro ($\alpha = 90^\circ$) ($\bullet$). Se restringirmos o campo magnético a pequenos valores sem atingirmos a saturação, observamos uma relação reversível entre M e H ($\circ$), característica de eixo duro.

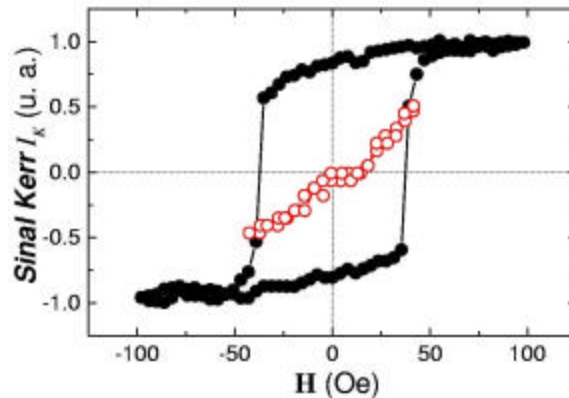


Fig. 4.17 - Histerese obtida para amostra de 160Å ao longo do eixo duro ($\alpha = 90^\circ$). Saturando a amostra ($\bullet$). Não saturando a amostra ($\circ$).

Já a redução na anisotropia uniaxial, observada para a amostra de 950Å, é atribuída à alta rugosidade de sua superfície. Uma alta rugosidade implica em uma grande dispersão do eixo fácil de magnetização deste filme (*ripple*) o que por sua vez é responsável por uma baixa anisotropia [Her00].

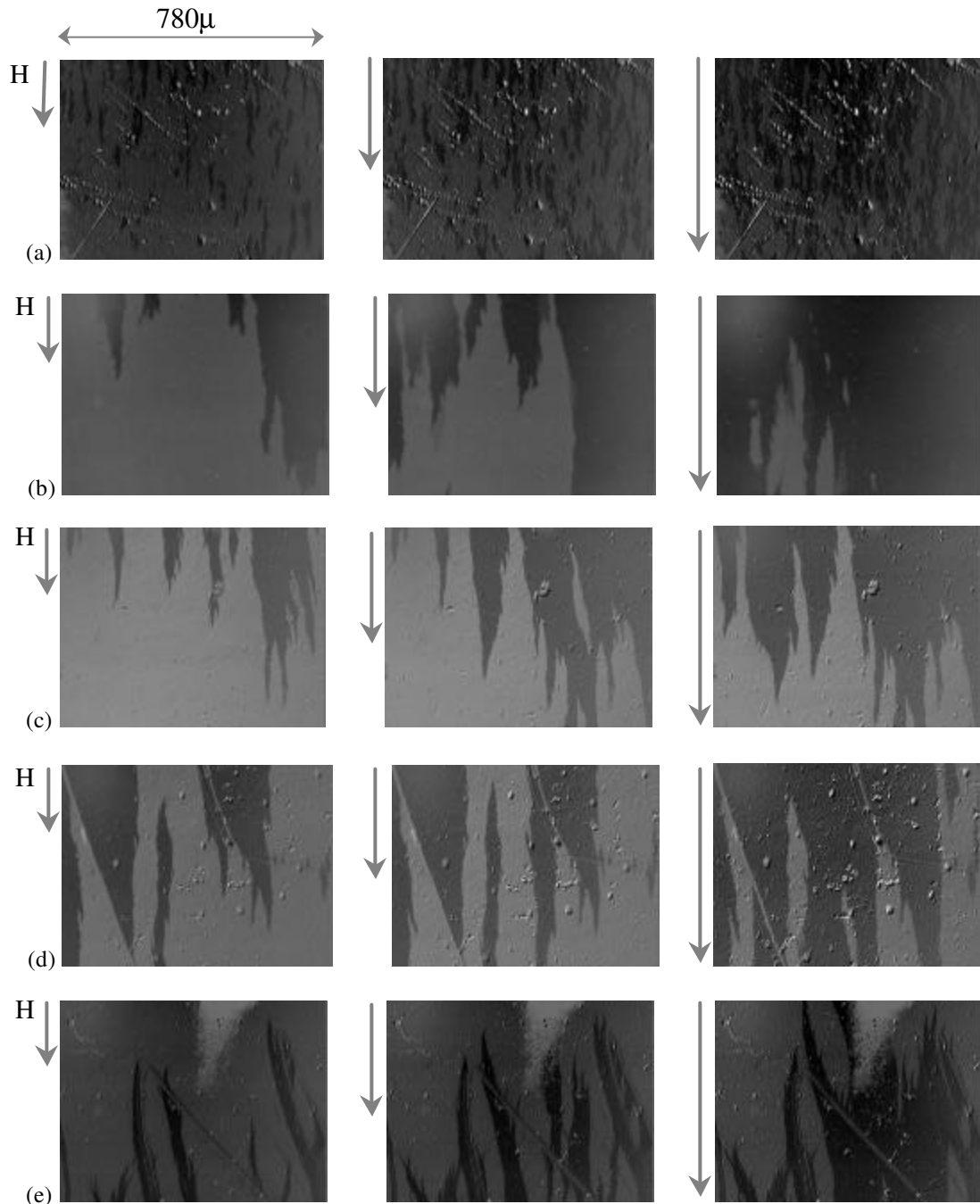


Fig. 4.18. Imagens dos domínios durante o processo de magnetização para as amostras de (a) 30Å, (b) 70Å, (c) 160Å, (d) 440Å e (e) 950Å.

Analisamos o processo de chaveamento da magnetização utilizando um microscópio Kerr no modo *Longitudinal*. O trabalho foi realizado em colaboração com o Prof. Dr. Antonio D. Santos do LMM – USP. As imagens obtidas para as amostras de 30, 70, 160, 440 e 950Å são mostradas na fig. 4.18. O procedimento adotado aqui foi saturar a amostra ao longo de seu eixo fácil; a partir daí, reduzimos o campo externo (**H**) até zero

e o aumentamos na direção oposta, até o valor do campo coercivo (H_C). Neste ponto aumentamos o campo suavemente através de pequenos passos. A cada passo tomamos uma imagem.

As imagens obtidas para a amostra de 30Å indicam que o processo de magnetização dominante é *nucleação*. Na nucleação durante a inversão da magnetização, pequenos domínios aparecem ao longo da superfície da amostra até cobri-la completamente. Para as demais amostras, inicialmente observamos alguns pontos de nucleação, a partir daí os domínios crescem sobre a amostra através de movimento de paredes [Pom90, Hon88].

Estudamos também o comportamento da coercividade em função da espessura dos filmes. Correlacionamos estes resultados com a morfologia da superfície das amostras [Li98, Cha94, Cer00, Cul72]. Para os filmes em que o processo de chaveamento da magnetização é governado por deslocamento das paredes de domínio levamos também em consideração a mudança esperada do tipo de parede, que deve passar do tipo Néel para o tipo Bloch, à medida que a espessura dos filmes aumenta [Kim93]. Quando a largura da parede de domínio (δ) é de mesma ordem de grandeza da espessura do filme (t) a condição de minimização de energia magnetoestática, associada as paredes, implica na rotação da magnetização através da parede pelo plano perpendicular à superfície do filme, fig. 4.19 (a). Este tipo de paredes de domínio são denominadas do tipo *Bloch*. As paredes do tipo *Néel* são aquelas na qual a espessura do filme (t) é pequena comparada a largura da parede de domínio (δ). Neste caso a condição de minimização de energia implica numa rotação da magnetização ao longo da parede através do plano da superfície do filme, figura 4.19 (b) [Cul72]. Estes são os dois modelos básicos para descrever as paredes domínios.

No modelo de paredes de domínio do tipo Néel, a coercividade deve aumentar com o aumento da espessura do filme. Já para o modelo de paredes do tipo Bloch, a coercividade deve diminuir com o aumento da espessura. Assim, podemos esperar que, à medida que a espessura do filme aumenta, ocorra uma transição de paredes de domínio do tipo Néel para do tipo Bloch, resultando numa coercividade que inicialmente aumenta com a espessura do filme e que após uma certa espessura limite ($t \sim \delta$) passe a diminuir com o aumento da espessura do filme.

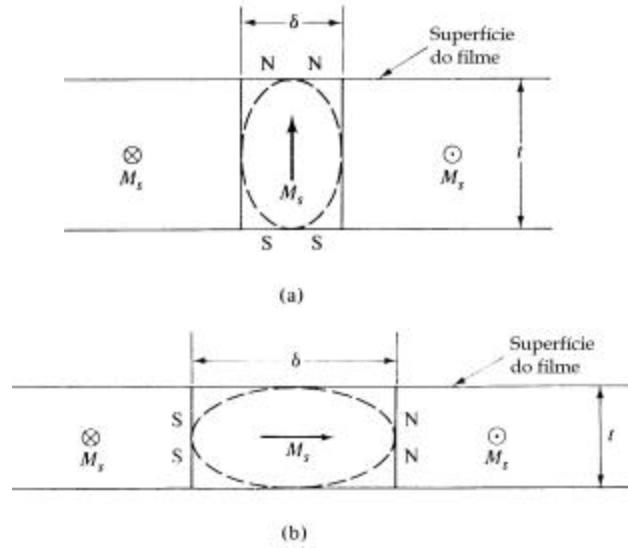


Fig. 4.19 – Tipos de domínio. (a) Bloch, (b) Néel [Cul72].

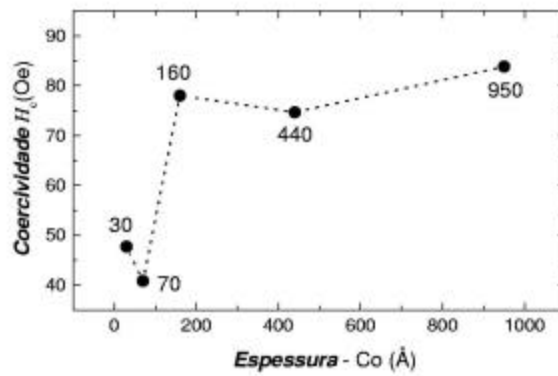


Fig. 4.20 - Coercividade versus espessura dos filmes.

A fig. 4.20 mostra o valor da coercividade ao longo do eixo fácil de cada amostra em função da espessura dos filmes. O resultado apresentado concorda de maneira qualitativa com o comportamento predito pelos modelos de paredes de domínios discutido acima. Entretanto observamos que as amostras de 30 e 950Å apresentam coercividades relativamente altas considerando o comportamento da coercividade previsto por este modelo. No caso da amostra de 30Å sua alta coercividade comparada com a amostra de 70Å é atribuída a sua especial morfologia, o que resulta inclusive em um processo de magnetização por nucleação, em contraste com as demais amostras, como já discutimos. Sendo assim o modelo de transição de tipo de parede de domínio não se aplica a esta amostra. A amostra de 950Å também apresenta uma coercividade

relativamente alta comparada com as amostras de 160 e 440Å, considerando que, para estas espessuras, as paredes de domínios sejam do tipo Bloch. O fato da coercividade da amostra de 950Å não seguir a tendência de queda sugerida pela coercividade das amostras de 160 e 440Å é atribuída a sua alta rugosidade (fig. 4.8). Devemos lembrar que quando o processo de chaveamento da magnetização se dá por deslocamento das paredes do domínio a rugosidade tende a "ancorar" o deslocamento das paredes contribuindo para o aumento da coercividade. Este efeito é conhecido como *domain-wall pinning* [Cul72, Li98].

4.4.2 – Dependência Térmica:

Para as medidas a baixa temperatura utilizamos um criostato de hélio tipo dedo frio que permite o controle da temperatura da amostra de ~10 a 300K. A fig. 4.21 mostra a variação da coercividade em função da temperatura para as amostras de 30, 160 e 440Å na faixa de 200 a 300K. A coercividade cai com o aumento da temperatura como esperado para cada uma das amostras.

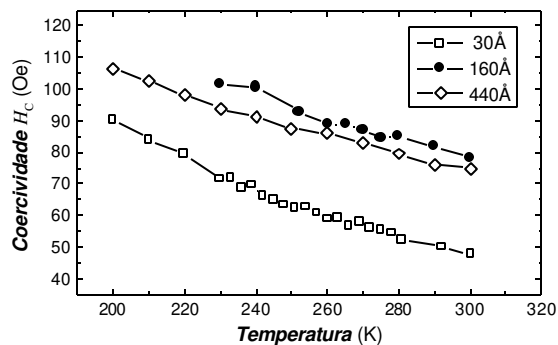


Fig. 4.21 - Coercividade versus temperatura.

Materiais magnéticos nanoestruturados permitem o controle da anisotropia média através da dispersão da orientação do eixo fácil local. Uma vez que a coercividade é proporcional a razão entre a anisotropia média e a magnetização espontânea ($H_c = 2K_u / M_s$, onde K_u é a constante de anisotropia uniaxial) [Cul72], o controle da anisotropia implica no controle da coercividade. Tanto em materiais monocristalinos quanto em policristalinos a coercividade diminui com o aumento da temperatura. Isto

acontece devido ao fato de que a anisotropia cai mais rápido com o aumento da temperatura que a magnetização espontânea [Pan97]. Em nanoestruturas o aumento da temperatura muda o grau de acoplamento entre os nanogrãos o que leva a mudanças na anisotropia média e na coercividade [Her00].

Para corroborar a afirmação da queda suave da magnetização com o aumento da temperatura mostramos na fig. 4.22 a variação do sinal Kerr (ΔI_K) em função da temperatura. ΔI_K é função direta das componentes da magnetização da superfície refletora (capítulo 3). Verificamos que, apesar de ruidoso, ΔI_K praticamente não se altera com a temperatura, o que nos permite inferir que a magnetização (M) permanece praticamente constante no intervalo de temperaturas em questão (200 a 300K).

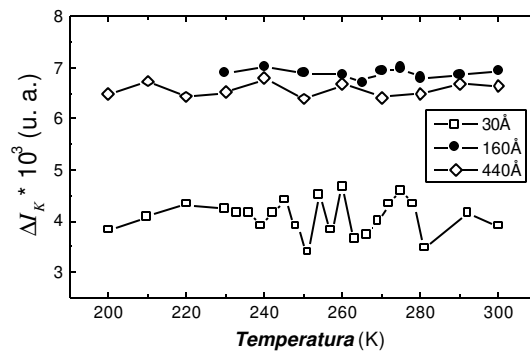


Fig. 4.22 - Variação do sinal Kerr versus temperatura.

4.4.3 – O Sinal Kerr e a Espessura do Filme:

Vamos ilustrar a dependência do sinal Kerr (I_K) com a espessura do filme magnético através da variação do sinal Kerr (ΔI_K). Utilizamos os 5 filmes de Co/Si definidos anteriormente. Em nossas medidas utilizamos um laser de $\lambda=670\text{nm}$ cujo comprimento de penetração no Co é de $\sim 250\text{\AA}$. Na fig. 4.23 apresentamos o valor da variação do sinal Kerr (ΔI_K) calculado a partir de histereses obtidas para as amostras citadas.

Podemos identificar 2 regiões distintas: primeiro ($d < 250\text{\AA}$) verificamos um aumento linear da variação do sinal Kerr (ΔI_K) e uma região ($d > 250\text{\AA}$) onde a variação do sinal Kerr (ΔI_K) aparentemente atinge um máximo e começa a decrescer. Como discutimos no capítulo 2, na região linear ($d < 250\text{\AA}$) onde a espessura do filme é menor que o comprimento de penetração da luz, a linearidade indica que o efeito Faraday domina sobre o efeito Kerr (SMOKE), lembrando que o ângulo de rotação da polarização devido ao efeito Faraday é linear com a distância que a luz percorre no meio magnético. Por outro lado para os filmes relativamente grossos ($d > 250\text{\AA}$), a fig. 4.23 mostra uma diminuição de ΔI_K medida. Nesta região ΔI_K é atribuída unicamente ao efeito Kerr (MOKE), já que aqui a luz não mais reflete no substrato.

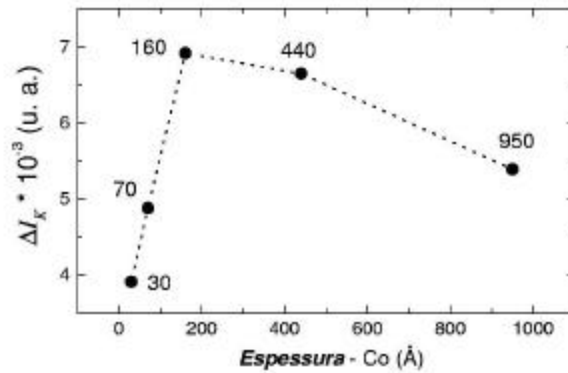


Fig. 4.23 - Variação de ΔI_K pela espessura do filme.

Este comportamento é bastante semelhante ao ilustrado no capítulo 2 (fig. 2.4). Entretanto para reproduzir com maiores detalhes esta dependência com a espessura precisaríamos de uma maior quantidade de amostras com espessuras diferentes, o que não era disponível.

Capítulo 5 – Conclusões:

Foi apresentado ao longo deste trabalho o magnetômetro a efeito Kerr, a teoria e a técnica utilizada na operação deste magnetômetro e a caracterização das propriedades magnéticas de filmes fino de Co/Si. Apresentamos também a fenomenologia associada ao efeito Kerr magneto-óptico. Mostramos que, de forma geral, uma luz linearmente polarizada refletida por uma superfície magnetizada é elípticamente polarizada com o eixo maior da elipse rodado em relação ao plano de polarização da luz incidente. A elipticidade se deve a presença de índices de absorção diferentes para as componentes com polarização circular à direita e à esquerda, e a rotação do eixo é devida a birrefringência circular. Tratamos o problema com base na teoria de reflexão de Fresnel onde a relação entre a luz incidente e refletida é descrita através dos elementos da matriz de reflexão. Calculamos os elementos da matriz de reflexão para uma superfície magnetizada numa expansão até primeira ordem. Verificamos que a presença da magnetização introduz elementos fora da diagonal da matriz de reflexão que são função das componentes do vetor magnetização da superfície refletora. Estes elementos são os responsáveis pela rotação da luz incidente. A intensidade da luz refletida por esta superfície magnetizada é o que chamamos de sinal Kerr (I_K). Podemos separar dois limites: o primeiro onde o comprimento de penetração da luz é menor que a espessura do filme (MOKE), o segundo onde o comprimento de penetração é maior que a espessura do filme (SMOKE).

Discutimos como podemos obter as curvas de magnetização de filmes magnéticos a partir da fenomenologia do efeito Kerr. Como a luz refletida é função dos elementos da matriz de reflexão que por sua vez são função lineares da magnetização, mudanças na magnetização de uma superfície refletora implicam diretamente em variações nas propriedades da luz refletida por essa superfície. Mostramos em detalhes a instrumentação empregada na construção do magnetômetro e como, através de pequenas alterações na montagem do sistemas, podemos obter um sinal Kerr proporcional a uma determinada componente da magnetização: os modos *Transversal*, *Longitudinal* e *Polar*. Exemplificamos a técnica e testamos o magnetômetro obtendo as

curvas de magnetização para filmes de Co depositados por *sputtering* sobre substratos de Si (100) cobertos por uma camada natural de SiO₂. Foram utilizadas 5 amostras com espessuras de 30, 70, 160, 440 e 950Å.

Na investigação das propriedades magnéticas utilizamos o MEK e a Microscopia Kerr no modo longitudinal. A microestrutura dos filmes foram caracterizadas por difração de raios-x, AFM (*Atomic Force Microscopy*) e por SEM (*Scanning Electron Microscopy*). Correlacionamos os resultados obtidos para as propriedades magnéticas com a morfologia dos filmes, rugosidade da superfície e espessura. Verificamos que propriedades macroscópicas, tais como a magnetização, coercividade e anisotropia são fortemente afetadas tanto pela rugosidade da superfície quanto pela espessura dos filmes.

Os resultados de raios-x em conjunto com as imagens de AFM revelaram a natureza policristalina dos filmes, com grãos de estrutura *hcp* com o eixo *c* no plano da superfície do filme. As imagens de AFM ainda nos deram informações claras a respeito da rugosidade da superfície dos filmes. Os resultados obtidos através do MEK revelaram uma forte anisotropia uniaxial planar para todos os filmes exceto para a amostra de 950Å onde a alta rugosidade, relativa aos demais filmes, dispersa o alinhamento dos pequenos cristais de Co que compõem o filme, diminuindo a anisotropia média. Esta anisotropia uniaxial é atribuída ao aparecimento de tensões elásticas no filme devido ao processo de deposição se dar através de um ângulo oblíquo (*shadowing effect*). As imagens obtidas por microscopia Kerr revelaram que o processo principal de chaveamento da magnetização para os filmes mais espessos é o deslocamento de paredes de domínios. Já para a amostra de 30Å o processo de chaveamento ocorre principalmente por nucleação. Para os filmes de espessura de 70, 160 e 440Å a variação da coercividade é explicada pela transição do tipo de paredes de domínio do tipo Néel para o tipo Bloch. Para a amostra de 950Å a alta coercividade, mais uma vez relativa aos demais filmes, é atribuída ao fato de que à medida que a espessura e a rugosidade dos filmes aumentam, aumenta também a dificuldade de deslocamento das paredes de domínios resultando em um aumento da coercividade (*domain-wall pinning*).

Dominando agora a técnica de magnetometria Kerr temos como perspectiva futura a implementação de um novo projeto. Neste trabalho o objetivo é investigar a dinâmica dos processos de magnetização em várias estruturas magnéticas, incluindo filmes finos ferromagnéticos, filmes com nanopartículas superparamagnéticas e estruturas de multicamadas acopladas por *exchange* (interação de troca). Esta investigação será baseada no efeito Kerr magneto-óptico resolvido no tempo na forma de um experimento de *pump-probe*.

Apêndice A - Efeito Faraday:

A.1 – Fenomenologia [Fow89]:

Como discutido ao longo desta dissertação, o fenômeno no qual uma luz linearmente polarizada tem seu plano de polarização rodado quando se propaga em um meio dielétrico na presença de um campo magnético é denominado de *Efeito Faraday*. Dissemos também que este fenômeno pode ser explicado através da birrefringência circular do material no qual a luz se propaga. A figura A.1 ilustra o fenômeno.

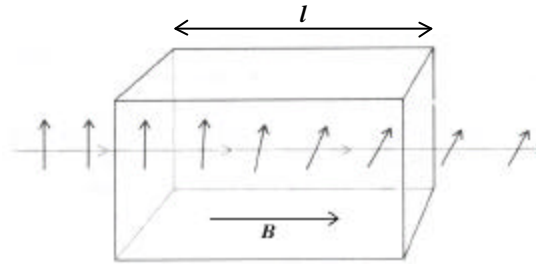


Figura A.1 – Rotação do plano de polarização da luz. Efeito Faraday.

Vamos demonstrar agora esta afirmação e analisar as causas que levam a existência da diferença entre os índices de refração para cada onda circularmente polarizada. É importante frisar que o efeito Faraday é análogo ao efeito Kerr. Apresentaremos aqui uma forma alternativa à fenomenologia descrita no capítulo 2 para o efeito Kerr, porém ambas as fenomenologias conduzem aos mesmos resultados.

Tomemos uma onda linearmente polarizada na direção x se propagando em um meio na direção z através de uma distância l . Na discussão a respeito da polarização da luz sempre nos referimos à direção do campo elétrico ($\mathbf{E}$) como a direção de polarização da luz. Uma onda linearmente polarizada pode ser decomposta em duas componentes circularmente polarizadas uma à direita (RCP - *Right Circularly Polarized*) e outra à esquerda (LCP - *Left Circularly Polarized*). Deixemos n_R e n_L denotarem, respectivamente, os índices de refração para as ondas RCP e LCP. Os correspondentes

números de onda serão $k_R = n_R \omega / c$ e $k_L = n_L \omega / c$. Na notação dos vetores de Jones a luz inicialmente polarizada linearmente decomposta em suas componentes circulares é

$$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \underbrace{\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}}_{\text{RCP}} + \underbrace{\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}}_{\text{LCP}} \quad (\text{A.1})$$

Após percorrer uma distância l através do meio as amplitudes complexas são

$$= e^{i(k_L + k_R)l/2} \left\{ \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} e^{i(k_R - k_L)l/2} + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} e^{-i(k_R - k_L)l/2} \right\} \quad (\text{A.2})$$

Introduzindo os parâmetros $\psi = 1/2(k_L + k_R)l$ e $\theta = 1/2(k_R - k_L)l$ podemos expressar as amplitudes complexas como

$$\begin{aligned} & e^{i\psi} \left\{ \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} e^{i\theta} + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} e^{-i\theta} \right\} \\ &= e^{i\psi} \begin{bmatrix} 1/2 (e^{i\theta} + e^{-i\theta}) \\ 1/2 -i(e^{i\theta} - e^{-i\theta}) \end{bmatrix} \\ &= e^{i\psi} \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Isto representa uma onda linearmente polarizada na qual a direção de polarização foi rodada de um ângulo θ em relação à direção original. Da definição de θ e da relação de número de onda e o índice de refração obtemos:

$$\theta = (n_R - n_L) \frac{\omega}{2c} l = (n_R - n_L) \frac{\pi}{\lambda} l \quad (\text{A.4})$$

Onde vemos que θ é diretamente proporcional a distância l que a luz percorreu neste meio.

A partir daí definimos o que chamamos de *Poder de Rotação* (δ).

$$\delta = (n_R - n_L) \frac{\pi}{\lambda} \quad (\text{A.5})$$

Empiricamente constatamos que o ângulo de rotação θ da luz é proporcional ao campo magnético B . Assim

$$\theta = \delta l = VBl \quad (\text{A.6})$$

Onde V é uma constante de proporcionalidade normalmente chamada de constante de *Verdet*. Logo notamos que δ , e consequentemente os índices de refração, deve ter uma dependência linear com o campo magnético. A seguir demonstraremos esta relação.

A.2 - Formalismo microscópico:

Nesta apresentação aparecem algumas questões básicas que devemos analisar: Qual o motivo que leva ao aparecimento da birrefringência circular mediante a presença do magnético? E como explicar que o ângulo de rotação depende linearmente deste campo?

A equação de onda 2.11 para meios dielétricos isotrópicos se resume a

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \chi_e \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (\text{A.7})$$

Onde χ_e é o tensor *Susceptibilidade Elétrica*. Vamos, como no capítulo 2, considerar o caso em que o meio possua uma magnetização em uma dada direção. Neste caso o meio é isotrópico, mesmo que o meio estruturalmente seja anisotrópico, pois há uma direção privilegiada, a direção de magnetização. Podemos escrever o tensor χ_e como

$$\chi_e = \begin{bmatrix} \chi_{11} & i\chi_{12} & 0 \\ -i\chi_{21} & \chi_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Demonstraremos que este tensor nos leva à birrefringência circular.

Vamos, em primeiro lugar, substituir este tensor na equação de onda (A.7). Por simplicidade admitamos o caso em que a onda se propaga na direção z . Nosso sistema de equações fica

$$-k^2 E_x + \frac{\omega^2}{c^2} E_x = -\frac{\omega^2}{c^2} (\chi_{11} E_x + i\chi_{12} E_y) \quad (\text{A.9})$$

$$-k^2 E_y + \frac{\omega^2}{c^2} E_y = -\frac{\omega^2}{c^2} (-i\chi_{11} E_x + \chi_{11} E_y) \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\omega^2}{c^2} E_z = -\frac{\omega^2}{c^2} \chi_{33} E_z \quad (\text{A.11})$$

Da equação (A.11) verificamos que E_z é naturalmente nulo uma vez que $\mathbf{E} \cdot \mathbf{k} = 0$. Para termos solução não trivial o determinante dos coeficientes das demais equações acima deve ser nulo.

$$\begin{vmatrix} -k^2 + (\omega^2/c^2)(1 + \chi_{11}) & i(\omega^2/c^2)\chi_{12} \\ -i(\omega^2/c^2)\chi_{12} & -k^2 + (\omega^2/c^2)(1 + \chi_{11}) \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{A.12})$$

Resolvendo para k encontramos

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 + \chi_{11} \pm \chi_{12}} \quad (\text{A.13})$$

Agora se voltamos com este valor nas equações (A.9) ou (A.10) obtemos para o campo elétrico

$$E_x = \pm i E_y \quad (\text{A.14})$$

Que são ondas RCP e LCP. Portanto para determinarmos os índices de refração, associados a cada uma destas ondas, devemos lembrar que $n = c/u$ e $u = \omega/k$, onde n é o índice de refração e u é a velocidade de propagação da onda no meio, logo $n = k(c/\omega)$.

Assim

$$n_R = \sqrt{1 + \chi_{11} + \chi_{12}} \quad (\text{A.15})$$

$$n_L = \sqrt{1 + \chi_{11} - \chi_{12}} \quad (\text{A.16})$$

Para derivarmos δ devemos tomar a diferença entre os índices de refração. Que é dado por aproximadamente

$$n_R - n_L \approx \frac{\chi_{12}}{\sqrt{1 + \chi_{11}}} = \frac{\chi_{12}}{n_0} \Rightarrow \delta = \frac{\chi_{12}\pi}{n_0\lambda} \quad (\text{A.17})$$

Onde n_0 é índice de refração ordinário do meio. Podemos notar que δ é diretamente proporcional ao componente χ_{12} do tensor susceptibilidade. Resta-nos, agora, provar que χ_{12} é diretamente proporcional ao campo magnético (**B**). Portanto consideraremos a equação de movimento dos elétrons ligados na presença de um campo magnético (**B**) e do campo elétrico oscilante da luz. A equação diferencial do movimento é

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + K\mathbf{r} = -e\mathbf{E} - e \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \right) \times \mathbf{B} \quad (\text{A.18})$$

Onde $\mathbf{r}$ é o vetor deslocamento do elétron de sua posição de equilíbrio no átomo e K é a constante de força elástica. Por razões de simplicidade vamos desprezar a força devida à interação do elétron com o campo magnético da luz e também a força de amortecimento que é proporcional à velocidade do elétron. A solução particular numa situação de equilíbrio que nos interessa é aquela em que $\mathbf{r}$ tem a mesma dependência temporal da onda de luz. Levando também em consideração que a polarização (**P**) de um meio é justamente uma constante multiplicada por $\mathbf{r}$, nominalmente, $-Ne\mathbf{r}$, onde N é a densidade eletrônica. A equação anterior se torna

$$(-m\omega^2 + K)\mathbf{P} = Ne^2\mathbf{E} + ie\omega\mathbf{P} \times \mathbf{B} \quad (\text{A.19})$$

Esta equação pode ser resolvida escrevendo as equações para cada uma das coordenadas. Lembrando que $\mathbf{P} = 4\pi\chi_e\mathbf{E}$ obtemos os valores das componentes do tensor susceptibilidade. Encontramos que

$$\chi_{11} = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \left[\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 - \omega^2 \omega_c^2} \right] \quad (\text{A.20})$$

$$\chi_{33} = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \left[\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \right] \quad (\text{A.21})$$

$$\chi_{12} = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \left[\frac{\omega \omega_c}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 - \omega^2 \omega_c^2} \right] \quad (\text{A.22})$$

Onde $\omega_0 = \sqrt{K/m}$ e $\omega_c = eB/m$ são respectivamente denominados de *frequência de ressonância* e *frequência ciclotron*. Portanto o poder de rotação finalmente pode ser escrito da forma

$$\delta = \frac{\chi_{12}\pi}{n_0\lambda} \approx \frac{\pi Ne^3}{\lambda m \epsilon_0} \left[\frac{\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \right] B \quad (\text{A.23})$$

Admitindo-se $\omega \omega_c \ll |\omega_0^2 - \omega^2|$.

Referências:

- [Agr66] Y. M. Agranovich, V. L. Ginzburg, *Spatial Dispersion in Crystal Optics and the Theory of Excitons* (Interscience, London, 1966).
- [Arg55] P. N. Argyres, Phys. Rev. **97**, 334 (1955).
- [Bai93] M. J. Baird, J. A. C. Bland, E. Gu, A. J. R. Ives, F. O. Schumann, H. P. Hughes, J. Appl. Phys. **74**, 5658 (1993).
- [Ben98] K. H. Bennemann, *Nonlinear Optics in Metals* (Clarendon, Oxford, 1998).
- [Bla89] J. A. C. Bland, M. J. Padgett, R. J. Butcher, N. Bett, J. Phys. E, Sci. Instrum. **22**, 308 (1989).
- [Car02] H. B. de Carvalho, M. J. S. P. Brasil, M. Knobel, M. A. Cotta, anas do 1º Workshop on Metastable and Nanostructures Material, São Pedro, Brasil, Agosto de 2001, a ser publicado em Journal of Metastable and Nanocrystalline Materials.
- [Cer00] M. Cerisier, K. Attenborough, J.-P. Elis and C. Van Haesendonck, Appl. Surf. Sci. **166**, 154 (2000).
- [Cha94] C.-H. Chang and M. H. Kryder, J. Appl. Phys. **75**, 6864 (1994).
- [Chi94] J. R. Childress, R. Kergoat, O. Durand, J.-M. George, P. Galtier, A. Schul, J. Mag. Mag. Mat. **130**, 13 (1994).
- [Cul72] B. D. Cullity, *Introduction to magnetic materials* (Addison-Wesley, USA, 1972).
- [Fal90] L.M. Falicov, D.T. Pierce, S.D. Bader, R. Gronsky, K.B. Hathaway, H.J. Hopster, D.N. Lambeth, S.P. Parkin, G. Prinz, M. Salamon, I.K. Shuller and R.H. Victoria, J. Mater. Res. **5**, 1299 (1990).
- [Fal93] L. M. Falicov, Braz. J. Phys. **23**, 153 (1993).
- [Far46] M. Faraday, Trans. Roy. Soc. (London) **5**, 592 (1846).
- [Fow89] G. R. Fowles, *Introduction to modern optics* (New York, Dover, 2ª Ed., 1989).
- [Fre68] M. J. Freiser, IEEE Trans. Magn. Mag. **4**, nº 2, 152 (1968).
- [Gua96] D. Guarisco, R. Burgermeister, C. Stamm e F. Meier, Appl. Phys. Lett. **68** (12), 1729 (1996).
- [Hon88] S. Honda, T. Yamakawa, K. Takahashi, T. Kusuda, Jap. J. Appl. Phys. **27** (1), 47 (1988).
- [Hul32] H. R. Hulme, Proc. Roy. Soc. A **135**, 237 (1932).
- [Hun67] R. P. Hunt, J. Appl. Phys. **38**, 1652 (1967).
- [Jia97] Q. Jang, H.-N. Yang and G.-C. Wang, Surf. Sci. **373**, 181 (1997).

- [Jud68] J. H. Judy, J. K. Alstad, G. Bate, J. R. Wiitala, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-4**, 401 (1968).
- [Ker77] J. Kerr, *Philos. Mag* **3**, 339 (1877).
- [Ker78] J. Kerr, *Philos. Mag.* **5**, 161 (1878).
- [Kim93] Y. K. Kim and M. Oliveira, *J Appl. Phys.* **74**, 1233 (1993).
- [Kim96] J.-H. Kim and S.-C Shin, *Jpn J Appl. Phys.* **35** (Part 1), 342 (1996).
- [Kit51] C. Kittel, *Phys. Rev.* **83** (A), 208 (1951).
- [Kno01] M. Knobel, J. C. Denardin, H. B. Carvalho, M. J. S. P. Brasil, A. B. Pakhomov, F. P. Missell, *anais do 3^a Brazilian / German Workshop on Applied Surface Science, Florianópolis, Brasil, Março de 2001, publicado em Phys. Stat. Sol. A* **187**, 177 (2001).
- [Kno00] M. Knobel, *Ciência Hoje* **27** (159), 32 (2000) .
- [Kol63] A. J. Kolk, M. Orlovic, *J Appl. Phys.* **34**, 1060 (1963).
- [Kri65] G. S. Krinchik, G. M. Nurmukhamedov, *Sov. Phys. JETP* **20**, 520 (1965).
- [Lan60] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Condensed Media* (Pergamon, New York, 1960).
- [Li98] M. Li and G.-C. Wang, *J Appl. Phys.* **83**, 5313 (1998).
- [Mal81] V.I. Malyutin, V.E. Osukhovskii, Yu.D. Vorobiev, A.G. Shishkov and V.V. Yudin, *Phys. Stat. Solidi A* **65**, 45 (1981).
- [Max73] J. C. Maxwell, *A treatise on Electricity and Magnetism*, (Clarendon Press, Oxford, 1873), vol II, cap. XXI.
- [Mel98] L. G. C. Melo, *Estudo do Movimento das Paredes de Domínios nas Condições da Magneto-Impedância* (Tese de Mestrado, Instituto de Física, USP, 1998).
- [Min98] H.-G Min, S.-H Kim, M. Li, J.B. Wedding and G.-C Wang, *Surf. Sci.* **400**, 19 (1998).
- [Moo85] E. R. Moog, S. D. Bader, *Superlattices Microstruct.* **1**, 543 (1985).
- [Moo89] E. R. Moog, C. Liu, S. D. Bader, *J Zak, Phys. Rev. B.* **39**, 6949 (1989)
- [Ono93] H. Ono, M. Ishida, M. Fujinaga, H. Shishido and H. Inaba, *J Appl. Phys.* **74**, 5124 (1993).
- [Pan97] T. Pan, G. W. D. Spratt, L. Tang, L.-L. Lee, Y. Feng, D. E. Laughlin, *J Appl. Phys.* **81**, 3952 (1997).
- [Par86] P. Paroli, em V. Tognetti, F. Borsa, *Magnetic Properties of Matter* (Turin, World Scientific, 1986), pp. 335 - 369.
- [Pom90] J. Pommier, P. Meyer, G. Pénissard, J. Ferré, *Phys. Rev. Lett.* **65** (16), 2054 (1990).

- [Pri94] G. Prinz, *Ultrathin Magnetic Structures I and II* (Springer, USA, 1994).
- [Pru64] M. Prutton, *Thin Ferromagnetic Films* (Butterworths, USA, 1964).
- [Qiu99] Z. Q. Qiu, S. D. Bader, J Mag. Mag. Mat. **200**, 664 (1999).
- [Qiu00] Z. Q. Qiu and S. D. Bader, Rev. Sci. Instrum. **71**, nº 3, 1243 (2000).
- [Rei91] J R. Reitz, F. J. Milford, R. W. Christy, *Fundamentos da Teoria Eletromagnética* (Campus, Rio de Janeiro, 1991).
- [Ruh91] M. Rührig, R. Schäfer, A. Hubert, R. Mosler, J A. Wolf, S. Demokritov, P. Grünberg, Phys. Stat. Solidi A **125**, 635 (1991).
- [Sch64] W. J Schuele, J Appl. Phys. **35**, 2558 (1964).
- [Sil00] F. C. S. da Silva, *Formação de Nanoestruturas Magnéticas por Aquecimento Jule* (Tese de Doutorado, Instituto de Física Gleb Wataghin, UNICAMP, 2000).
- [Spe95] M. Spekmann, H.P. Oepen and H. Ibach, Phys. Rev. Lett. **75**, 2035 (1995).
- [Sus96] M. Sissiau, F. Nguyen-Van-Dau, P. Galtier, A Schuhl, Appl. Phys. Lett. **69**, 857 (1996).
- [Tuf96] A. P. B. Tufaile, *O magnetômetro a efeito Kerr em baixas temperatura e o filme amorfo de Dy-Co* (Tese de Mestrado, Instituto de Física, USP, 1996).
- [Vil96] S. Vilain, J Ebothe and M. Troyon, J Magn. Magn. Mater. **157**, 274 (1996).
- [Whi87] E. T. Whittaker, *The History of Modern physics 1800-1950, A History of the Theories of Aether and Electricity, I - The Classical Theories* (Thompson Publisher, USA, 1957).
- [Whi01] R. M. White, J Mag. Mag. Mat. **226-230**, 2042 (2001).
- [Wol01] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, D. M. Treger, Science **294**, 1488 (2001).
- [Yan93] Z. J Yang, M. R. Scheinfein, J Appl. Phys. **74**, 6810 (1993).
- [Yos66] T. Yoshino, S. Tanaka, Jpn. J Appl. Phys. **5**, 989 (1966).
- [You96] C.-Y.You, S.-C. Shin, Appl. Phys. Lett. **69** (9), (1996).
- [Zak91] J Zak, E. R. Moog, C. Liu, S. D. Bader, Phys. Rev B **43**, 6423 (1991).
